

SÉRIE A, N° 1965

N° D'ORDRE :

2832

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES

PAR

VICTOR NAGGIAR

1^{re} THÈSE. — PHÉNOMÈNES D'ORIENTATION DANS LES LIQUIDES
NÉMATIQUES. UNE NOUVELLE MÉTHODE DE MESURE
DE LA TENSION SUPERFICIELLE APPLICABLE A CES
LIQUIDES.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 12 Juin 1941 devant la Commission d'examen.

MM. MAUGUIN..... *Président.*

F. PERRIN..... }
CABANNES..... } *Examineurs.*

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

—
1941

SÉRIE A, N° 1965

N° D'ORDRE :

2832

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES

PAR

VICTOR NAGGIAR

1^{re} THÈSE. — PHÉNOMÈNES D'ORIENTATION DANS LES LIQUIDES
NÉMATIQUES. UNE NOUVELLE MÉTHODE DE MESURE
DE LA TENSION SUPERFICIELLE APPLICABLE A CES
LIQUIDES.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 12 Juin 1941 devant la Commission d'examen.

MM. MAUGUIN..... *Président.*

F. PERRIN..... }
CABANNES..... } *Examineurs.*

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

—
1941



Digitized by the Internet Archive
in 2026

PHÉNOMÈNES D'ORIENTATION DANS LES LIQUIDES NÉMATIQUES. UNE NOUVELLE MÉTHODE DE MESURE DE LA TENSION SUPERFICIELLE APPLICABLE A CES LIQUIDES

Par VICTOR NAGGIAR

Laboratoire de Physique Expérimentale du Collège de France.

SOMMAIRE. — Parmi les liquides anisotropes de Lehmann, le *p*-azoxyanisol constitue le type du liquide nématique. Il présente, suivant les modes opératoires, un certain nombre de structures bien définies dont l'origine est plus ou moins obscure. Ce travail représente une contribution à l'étude de ce phénomène.

L'auteur montre que les fils nématiques accompagnent toujours des tourbillons dans les liquides nématiques et que la structure à noyaux figure la position des axes optiques dans un mouvement tourbillonnaire qui s'est arrêté. La structure homéotrope est la seule structure déterminée par l'action des parois.

Dans le champ électrique, les fils nématiques ne sont qu'un effet secondaire qui s'élimine aux basses fréquences. L'observation optique n'a permis de déceler une orientation générale du liquide que dans le cas d'une préparation mince à structure homéotrope.

L'étude d'une préparation nématique à surfaces libres, dans le champ magnétique, montre que l'action des forces de surface impose une orientation tangentielle aux premières couches moléculaires. Si le champ est suffisamment intense, on observe une déformation de la structure qui permet de déterminer un ordre de grandeur pour les couples d'orientation qui interviennent dans les structures nématiques. La faible valeur trouvée pour la constante élastique, dans le langage de la théorie de Zocher, explique l'aspect si varié de ces structures.

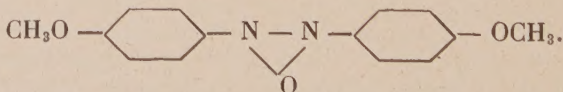
On décrit une nouvelle méthode statique de mesure de la tension superficielle qui consiste à mesurer les rayons de courbure des surfaces libres au centre d'une lame liquide suspendue ainsi que son épaisseur en ce point. Cette méthode est appliquée à la mesure de la tension superficielle du *p*-azoxyanisol.

INTRODUCTION

Les travaux de G. Friedel (1) ont montré la nécessité de considérer dans l'état liquide anisotrope, découvert par Lehmann, deux états intermédiaires entre la structure cristalline de l'état solide anisotrope, et la structure du liquide isotrope : l'état liquide smectique et l'état liquide nématique.

Le présent travail est consacré à l'étude d'un certain nombre de phénomènes d'orientation observés dans les liquides qui présentent l'état nématique. J'ai examiné, au microscope polarisant, les structures si variées qui caractérisent cet état. G. Friedel (1), F. Grandjean (2), Ch. Mauguin (3) ont montré comment chacune de ces structures est le résultat d'une certaine orientation des axes optiques des particules constituant le liquide. En reproduisant systématiquement chaque structure, j'ai essayé d'analyser l'origine du phénomène d'orientation qu'elle représente. J'ai été conduit ainsi à soumettre le liquide, dans sa phase nématique, à divers champs de force extérieurs : gradient de température (dans les mouvements de convection thermiques), champ moléculaire (dans l'action des parois), champ électrique, champ magnétique.

Presque toutes mes observations ont été effectuées sur le *p*-azoxyanisol, liquide nématique dont la formule chimique développée est :



Ce corps, qui présente l'état nématique entre 115°5 et 134°, est celui qui a été le plus utilisé par tous les physiciens qui

ont étudié cet état. Je l'ai préparé par réduction du *p*-nitroanisole par l'hydrogène naissant qui se dégage dans la réaction du sodium sur l'alcool méthylique. La purification s'effectue de la manière suivante : dissolution dans l'alcool méthylique bouillant, filtration de la solution à travers un microfiltre en verre poreux, et cristallisation du produit par refroidissement de sa solution. Cette purification est reprise trois fois.

Le plan de ce travail est le suivant :

— La structure à « fils » et à « noyaux » est examinée dans le chapitre premier. Les observations portent sur des couches de liquide de 1 à 2 mm. qui sont le siège de mouvements de convection.

— J'ai réuni dans le chapitre II, quelques observations sur les structures « homéotrope », à « plages » et à « noyaux ». Les couches de liquides sont minces, inférieures à 0 mm. 2. L'action des parois y est traitée.

— Au cours des observations précédentes, j'ai été surpris par la régularité de la structure des lames de liquide suspendues sur un trou circulaire. Elle m'a suggéré l'idée d'une nouvelle méthode de mesure de la tension superficielle, par l'étude optique des surfaces libres de la lame liquide. Le chapitre III est consacré à cette méthode et à son application au *p*-azoxyanisole.

— Le chapitre IV traite de l'orientation du liquide nématique dans le champ électrique.

— Enfin, le chapitre V décrit l'orientation d'une couche mince de liquide nématique, dont les surfaces sont libres, soumise à un champ magnétique.

J'exprime toute ma reconnaissance à M. Paul Langevin, membre de l'Institut, directeur de ce laboratoire, pour m'avoir permis de poursuivre ces recherches, ainsi qu'à M. Edmond Bauer, sous-directeur, qui m'a aiguillé vers cette étude et l'a constamment suivie. Je suis heureux aussi d'exprimer mes remerciements à M. Marcel Courtines pour les conseils qu'il m'a prodigués.

CHAPITRE PREMIER

Fils nématiques et tourbillons.

G. Friedel a décrit longuement les lignes singulières qui apparaissent surtout dans les préparations nématiques un peu épaisses : lignes noires visibles aussi bien en lumière naturelle qu'entre nicols. F. Grandjean a expliqué les apparences observées en admettant que ces lignes sont des axes d'enroulement de la structure. Yngve Björnstaël a constaté que les fils nématiques apparaissent en grand nombre dans le champ électrique où ils s'allongent suivant la direction des lignes de force du champ. J'ai observé les fils nématiques dans les liquides en mouvement et dans les liquides soumis à un champ électrique. Dans ce chapitre, je n'envisagerai que le premier cas, le second étant étudié dans le chapitre IV sur le champ électrique.

Dans une première expérience, le liquide nématique est enfermé dans une cuve plate constituée par deux disques en verre collés de part et d'autre sur quatre lames de 1 mm. 5 d'épaisseur découpées et juxtaposées comme l'indique la figure 1. La cuve est maintenue à température constante et bien uniforme dans un four électrique. Elle peut être légèrement inclinée en la faisant basculer autour d'un axe passant par son centre et perpendiculaire à la direction du canal. Au début de l'expérience, le liquide nématique est rassemblé à l'une des extrémités du canal. Quand on fait basculer la cuve, le liquide se met en mouvement et passe dans le champ d'observation du microscope pointé sur le centre de la cuve. On observe de nombreux fils nématiques

en mouvement, allongés dans la direction du canal ; quand le liquide cesse de s'écouler, les fils nématiques disparaissent petit à petit.

Dans une deuxième expérience, le liquide nématique, suspendu sur un trou de 3 mm. de diamètre, percé dans une lamelle d'argent de 0 mm. 2 d'épaisseur, est disposé dans une enceinte où règne une distribution de température telle que le liquide est plus chaud au voisinage des bords du trou qu'au centre de la préparation. Le liquide est le siège de mouvements tourbillonnaires violents. De très nombreux fils nématiques apparaissent et suivent les mouvements de convection. Si la température est rendue plus uniforme, les mouvements du liquide se ralentissent et les fils nématiques disparaissent ; le liquide présente alors une structure à noyaux sur laquelle je reviendrai dans le chapitre II.

Je m'étendrai plus longuement sur l'expérience suivante où le liquide se trouve dans des conditions qui permettent aux mouvements de convection thermique d'atteindre un régime permanent ; cette expérience montre une grande variété de production de fils nématiques.

Tourbillons cellulaires. — Le liquide nématique est contenu dans une large cuve circulaire en verre de 6 cm. de diamètre, de 3 mm. de haut, à fond plat. Le dispositif de chauffage électrique permet d'obtenir un flux de chaleur vertical. A cet effet, l'enroulement chauffant est disposé sous un bloc de laiton percé d'un trou de 3 mm. de diamètre pour permettre l'observation par transmission de la lumière. La pièce de laiton est surmontée d'un disque en verre de 6 mm. d'épaisseur qui supporte, à son tour, la cuve contenant le liquide. Celle-ci est disposée dans un plan horizontal au moyen de trois vis calantes qui supportent l'ensemble du four électrique. Le four et le microscope d'observation sont enfermés dans une grande boîte en aluminium qui laisse passer le porte-oculaire de mise au point de la chambre photographique adaptée sur le microscope. Une fenêtre,

aménagée à la partie inférieure de la boîte, laisse passer le faisceau lumineux éclairant le centre de la préparation.

Le *p*-azoxyanisol, à l'état liquide, sous une épaisseur d'environ 0 mm. 5, présente dans ces conditions des mouvements de convection thermique qui donnent lieu au phénomène des tourbillons cellulaires. Le liquide se segmente en cellules hexagonales très régulières quand le régime permanent est atteint. Ce phénomène a été soigneusement étudié par H. Bénard (4) sur des liquides isotropes tel que le palmitate de cétyle à une température de 100°. Il utilisait une étuve à vapeur d'eau et faisait des observations par réflexion de la lumière sur le fond de la cuve. Mes observations sur ces mouvements tourbillonnaires ont porté sur le *p*-azoxyanisol et sur le *p*-azoxyphénétol dans leur phase nématique et liquide isotrope. Deux aspects du phénomène ont plus particulièrement retenu mon attention : la production de fils nématiques et l'orientation de toute la masse du liquide dans sa phase nématique.

1° *Fils nématiques*. — En régime permanent, on observe, en lumière naturelle, à l'intérieur de chaque cellule, de très nombreux fils en mouvement violent ainsi que des fils immobiles ou en mouvement beaucoup plus faible que les précédents.

Au centre de chaque cellule, suivant l'axe de celle-ci, se trouve un fil vertical vu en bout mais que l'on peut apercevoir suivant toute sa longueur quand la cellule se déforme légèrement pour une cause fortuite ; à l'intérieur de chaque hexagone, un fil nématique dessine sur la surface de la préparation, une circonférence dont le diamètre est légèrement inférieur à celui de la circonférence qui s'inscrirait dans l'hexagone. Ces deux fils nématiques, l'un vertical vu en bout, l'autre circulaire, sont immobiles ou du moins tendent à le devenir à mesure que l'on est plus près du régime permanent.

Il y a de même deux sortes de fils nématiques en mouve-

ment violent. Les premiers sont des fils rectilignes qui se détachent des cloisons verticales qui séparent deux cellules, et se dirigent vers l'axe de la cellule sans toutefois l'atteindre. Les seconds forment une sorte d'écheveau autour d'une circonférence centrée sur l'axe de la cellule. Cet écheveau est d'ailleurs probablement constitué par un fil nématique entortillé autour d'une ligne circulaire. Il participe au mouvement tourbillonnaire du liquide et il est d'autant moins fourni que l'on est plus près du régime permanent.



Fig. 1.

Fig. 1. — Cuve permettant l'observation des fils nématiques pendant l'écoulement du liquide dans le canal.

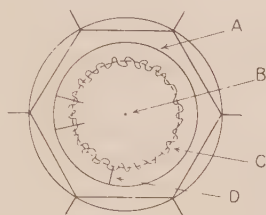


Fig. 2.

Fig. 2. — Fils nématiques visibles dans les tourbillons cellulaires.

A, fil immobile ; B, fil vu en bout ; C, écheveau de fil en mouvement ; D, fil centripète en mouvement.

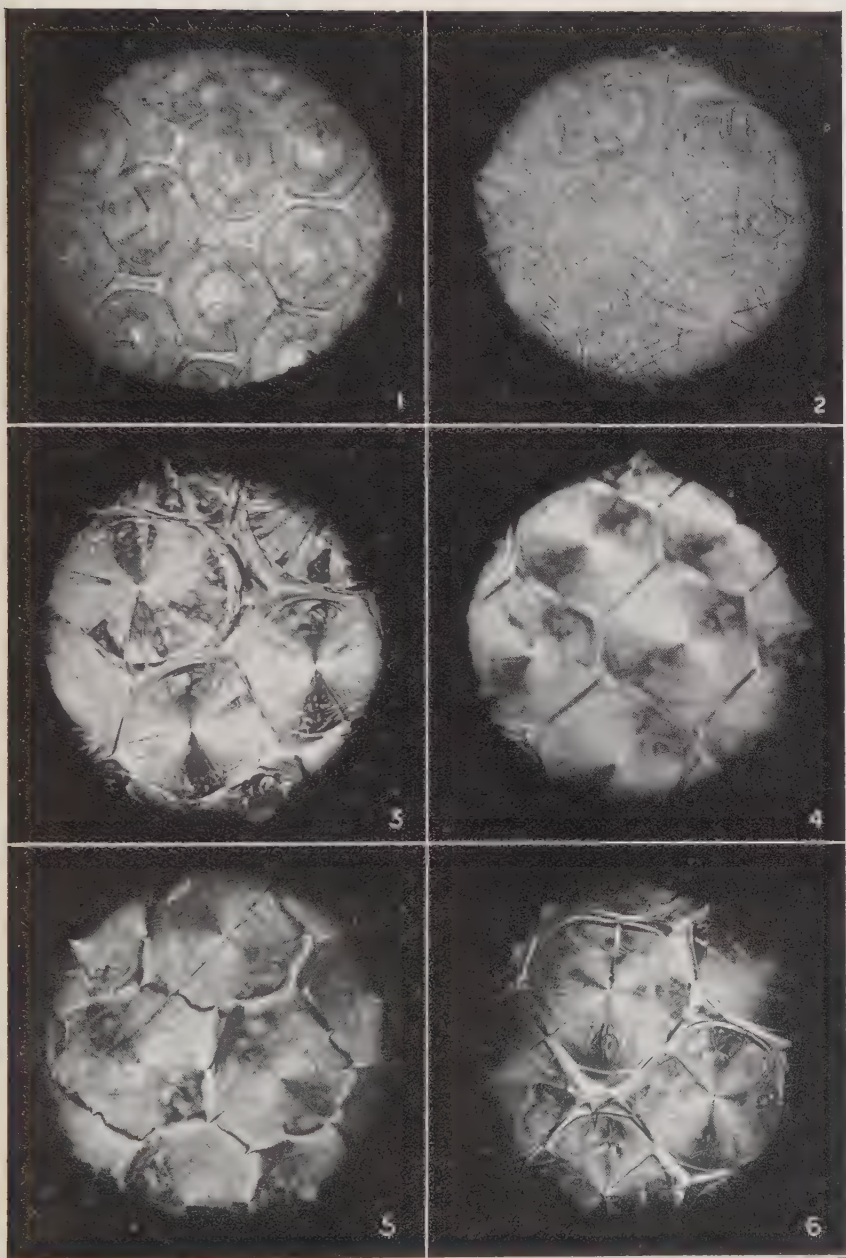
La figure 2 représente ces différents fils tels qu'on les voit au microscope en régime permanent. On peut les distinguer sur les clichés n°s 1 et 2 dont le grossissement est de 7 diamètres. Les dimensions des cellules sur le premier cliché sont inférieures à celles du second car l'épaisseur du liquide était plus faible que dans le premier cas. L'étude de H. Bénard a d'ailleurs montré que les dimensions de la cellule augmentaient avec l'épaisseur du liquide. La photographie n° 1 a été faite au voisinage du régime permanent. Au contraire, le cliché n°2 a été pris quand le régime permanent n'était pas encore établi : les cellules hexagonales

sont alors mal formées et l'écheveau de fil annulaire en mouvement, est très fourni. Pour avoir des clichés assez nets malgré le mouvement intense du liquide, il a suffi de prendre des instantanés au $1/100$ de seconde.

2° *Orientation du liquide dans toute sa masse.* — Le cliché n° 5 représente l'aspect du phénomène en lumière blanche polarisée. Du centre de chaque cellule, une houppe noire diverge vers la périphérie. Cette houppe est parallèle à la direction de la vibration transmise par le polariseur. Elle tourne du même angle et dans le même sens que celui-ci. Le long des côtés des hexagones, de minces bandes noires déchiquetées sont visibles seulement quand ces côtés sont parallèles à la direction de vibration de la lumière transmise. Chacune des saillies de ces bandes noires est prolongée par un fil nématique se dirigeant vers le centre de la cellule. Les clichés n°s 3 et 4 ont été obtenus en lumière blanche naturelle transmise par le liquide et analysée. Chaque cellule a sa houppe noire qui est parallèle à la direction de la vibration que laisse passer l'analyseur. Des bandes noires rectilignes ponctuent les côtés des hexagones parallèles à cette direction ; ces bandes ne sont pas déchiquetées. Le cliché n° 6 représente le phénomène observé en lumière blanche entre nicols croisés : on observe une croix noire ; les houppes sont moins étalées. Le cliché n° 7 a été obtenu par analyse de la lumière naturelle transmise par le liquide avant l'obtention du régime permanent.

Il faut distinguer deux régions dans chaque cellule : une première région qui occupe presque tout le volume de la cellule et dans laquelle le liquide est en mouvement tourbillonnaire, et une deuxième région qui se trouve aux frontières de la cellule et où le liquide est sensiblement immobile. Ces deux régions sont séparées par une surface cylindrique dont la trace sur la surface libre serait le fil nématique circulaire immobile déjà décrit.

Je vais montrer qu'en chaque point de la région centrale,



Tourbillons cellulaires.

les axes optiques sont dans le plan méridien passant par ce point. En effet, considérons le plan méridien parallèle à la direction de la vibration lumineuse à l'entrée ; si tous les axes optiques sont contenus dans ce plan, le liquide ne transmettra que la vibration extraordinaire. Dans le plan méridien perpendiculaire à la vibration à l'entrée, le liquide ne transmettra que la vibration ordinaire. Dans tout autre plan méridien, la lumière transmise par le liquide sera elliptique.

Mais il est probable que, dans cette structure, un rayon extraordinaire qui pénètre dans le liquide au voisinage de l'axe de révolution de la cellule subit une grande déviation qui l'éloigne de l'axe. On explique ainsi l'existence, autour de l'axe de la cellule, d'une région dans laquelle la vibration extraordinaire n'est pas transmise ⁽¹⁾. Nous aurons, dans l'observation avec un seul nicol polariseur, une houppe noire divergeant à partir du centre, noire dans la direction parallèle à celle de la vibration transmise par le polariseur et dont la teinte graduellement grise devient blanche dans la direction perpendiculaire à la direction privilégiée du

(1) L'aspect de cette structure présente une grande analogie avec celui qui s'observe dans la structure polygonale à coniques focales des liquides smectiques (voir clichés nos 9 et 10 du mémoire de Friedel, *Ann. de Phys.*, 1922). Mais cette analogie n'est qu'apparente. Dans le corps smectique, le liquide est immobile. Dans un groupe focal droit, l'axe optique du corps smectique est dirigé, en chaque point, suivant une droite qui s'appuie sur une circonférence et un axe passant par le centre de la circonférence et perpendiculaire au plan de la circonférence. La matière est distribuée sur une famille de surfaces parallèles équidistantes qui sont les cyclides de Dupin dans le cas général et des tores dans le cas particulier où les coniques homofocales se réduisent à une droite et un cercle. Par contre dans le liquide nématique, la structure qui est envisagée ici est due au mouvement tourbillonnaire. L'axe optique, en chaque point, s'appuie sur une droite qui est l'axe de la cellule et s'enroule autour de la circonférence qui représente l'axe du tourbillon. La matière se trouve répartie en une structure lamellaire comme dans la structure smectique mais cette structure est due au mouvement du liquide.

nicol polariseur (cliché n° 5). L'observation en lumière naturelle, analysée après passage à travers le liquide, confirme l'orientation rayonnée des axes optiques dans la région centrale. On peut considérer, en effet, la lumière naturelle comme la résultante de deux vibrations rectilignes a_1 et a_2 rectangulaires indépendantes : on peut supposer qu'une des vibrations composantes a_1 est parallèle à la direction que laisse passer l'analyseur. Cette vibration n'est pas transmise dans le plan méridien qui lui est parallèle. La vibration a_2 perpendiculaire qui, elle, est transmise dans ce plan, est éteinte par l'analyseur. On aura donc minimum de lumière dans le plan méridien parallèle à la direction définie par l'analyseur. On verrait de même que le plan méridien, perpendiculaire à cette direction, donne maximum de lumière. L'observation en lumière analysée montre effectivement une houppe noire parallèle à la direction privilégiée de l'analyseur comme dans l'observation en lumière polarisée (clichés nos 3 et 4).

Un raisonnement identique permet de conclure que dans la région frontière de chaque cellule, l'orientation des axes optiques est en chaque point parallèle à la surface hexagonale qui limite la cellule. L'aspect de cette région présente, de plus, une particularité intéressante : cet aspect n'est pas le même si le nicol est placé avant ou après le liquide. Dans les deux cas, on observe des bandes noires le long des côtés des hexagones, quand ces côtés sont parallèles à la direction privilégiée du nicol. En lumière polarisée, ces bandes noires sont déchiquetées ; elles présentent quelques déchirures qui prouvent qu'en ces points il y a une irrégularité de la structure. Or, ces irrégularités sont toujours prolongées par un fil nématique qui est au point quand le microscope vise la paroi qui constitue le fond de la cuve. Ces irrégularités dans la structure orientée de la région frontière seraient donc localisées elles aussi au voisinage de la paroi. La lumière incidente polarisée, devient elliptique en traversant cette

région et il y a apparition de lumière en ces points. Si la lumière incidente est naturelle et si le nicol est placé après le liquide, les bandes noires ne sont plus déchiquetées; la traversée des régions où la structure est irrégulière, ne change pas la nature de la lumière; les couches de liquide orientées au-dessus de ces régions vont éliminer la vibration qui est dans leur plan d'orientation et nous aurons des bandes noires rectilignes qui définissent l'orientation des axes optiques au voisinage de leur surface libre. En somme, le nicol, dans les deux cas, découvre l'orientation des couches liquides qui lui sont le plus voisines.

Dans le phénomène des tourbillons cellulaires, chaque cellule forme un volume liquide tourbillonnaire. Le liquide tourne autour de l'axe du tourbillon qui est un cercle horizontal. Chaque élément de liquide reçoit une certaine quantité de chaleur transmise par la paroi qui constitue le fond de la cuve; plus léger, il s'élève dans le liquide, en se dirigeant vers l'axe de la cellule, puis, refroidi dans les régions supérieures, il retombe le long des frontières de la cellule. En chaque point, la vitesse du fluide est un vecteur qui se trouve dans le plan méridien passant par ce point. Les éléments du fluide qui échappent au mouvement tourbillonnaire général, constituent les régions frontières des cellules. Dans ces régions, la rencontre d'éléments de fluide animés d'une vitesse radiale et provenant de deux cellules voisines, donne lieu à une résultante de la vitesse dont la composante horizontale est parallèle à une face du prisme hexagonal qui limite chaque cellule. Le volume liquide dans chaque cellule serait isolé du volume liquide des cellules voisines dans le régime permanent idéal. En réalité, chaque cellule reçoit du liquide de ses voisines, et déverse une partie du liquide qu'elle contient en un jet partant de son centre et s'étalant sur la surface libre du liquide jusqu'aux frontières des cellules voisines.

Interprétation. — Cette étude, de l'orientation du liquide nématique dans les tourbillons cellulaires, me permet de conclure que, pour le *p*-azoxyanisol et pour le *p*-azoxyphénétol, les axes optiques prennent, en chaque point, la direction du vecteur vitesse du fluide en ce point. Ce fait est conforme à ce que l'on connaît sur la structure de ces molécules. On sait qu'elles ont une forme très allongée dans une direction qui, pour les deux liquides envisagés, coïncide avec leur axe optique. Chaque fois qu'en un point du liquide nématique il y a un gradient de vitesse, le frottement visqueux qui en résulte couche l'axe d'allongement des molécules, et par suite l'axe optique, dans la direction de la vitesse.

En ce qui concerne les fils nématiques, rappelons tout d'abord la distinction proposée par G. Friedel, en fils de première espèce et de seconde espèce, ainsi que l'hypothèse de F. Grandjean sur leur structure. Le fil de première espèce reste filiforme dans l'observation entre nicols ; son aspect ne change pas quand on fait tourner les nicols ; il serait constitué d'une ligne autour de laquelle les axes optiques s'enroulent circulairement. Le fil de seconde espèce est accompagné d'une pénombre qui devient noire lorsque les nicols éteignent la vibration ordinaire de la plage que traverse le fil ; il serait constitué d'une ligne autour de laquelle les axes optiques rayonnent. La formation des divers fils nématiques dans l'expérience des tourbillons cellulaires s'interprète convenablement au moyen de l'hypothèse suivante : quand il y a production d'un tourbillon dans le liquide, l'axe du tourbillon est représenté par le fil de première espèce autour duquel les axes optiques s'enroulent ; quand l'orientation du liquide présente des lignes ou des surfaces de discontinuité, ces singularités se traduisent par l'aspect du fil de seconde espèce autour duquel les axes optiques rayonnent.

Considérons successivement les divers fils nématiques

observés dans les tourbillons cellulaires, et voyons comment ils s'interprètent dans mon hypothèse :

1° L'axe de chaque cellule est une ligne singulière pour la structure. En chacun de ses points, les axes optiques ont toutes les directions. Cette ligne noire est une ligne de discontinuité optique comme les coniques focales dans la structure des corps smectiques.

2° Le fil circulaire immobile est la trace, sur la surface libre, de la surface cylindrique verticale qui limite le volume liquide en mouvement tourbillonnaire. Cette surface de séparation est une surface de discontinuité des axes optiques puisque nous avons d'un côté la région centrale qui a une structure rayonnée et de l'autre la région frontière dans laquelle les axes optiques sont dans des plans parallèles aux faces du prisme hexagonal limitant la cellule.

Ces deux premiers fils seraient analogues aux fils de seconde espèce.

3° Les irrégularités de la structure au voisinage de la paroi du fond, décelées par des bandes noires déchiquetées, visibles en lumière polarisée, se prolongent le long de la paroi par les fils nématiques se dirigeant vers le centre de la cellule. Très nombreux en régime non permanent, on n'en voit plus qu'un ou deux, par cellule, en régime permanent. Il faut les interpréter comme des accidents dans le régime tourbillonnaire permanent puisqu'on ne les retrouve pas toujours aux mêmes endroits. Ce seraient les axes des tourbillons localisés qui se forment en certains points de la circonférence intersection de la surface cylindrique limite du volume liquide en mouvement tourbillonnaire avec la paroi du fond. Ces tourbillons localisés sont entraînés dans le mouvement général centripète.

4° Enfin, on devrait s'attendre à observer l'axe circulaire du mouvement tourbillonnaire sous l'aspect d'un fil nématique. Il n'en est rien. Cependant, l'écheveau de lignes noires qui se trouve autour de cette région, en raison de sa simpli-

fication quand on se rapproche du régime permanent, semble bien provenir d'une déformation d'une ligne circulaire extensible autour d'elle-même.

5° Jet de fils nématiques : quand le régime permanent n'est pas encore établi, l'orientation complète du liquide est moins nette ; il est intéressant de noter ce qui se passe au centre de la cellule (cliché n° 7, [face page 48] observation en lumière naturelle analysée après passage à travers le liquide). Le fil vertical, qui figure l'axe de la cellule dans le régime permanent, n'est plus visible. A partir du centre, il y a une sorte de jet continu de fil nématique d'un aspect tout à fait curieux. Il s'étend à la surface du liquide jusqu'aux limites de la cellule. Ce jet prend toutes les directions, allant tantôt dans un sens, tantôt dans l'autre. Ce mouvement décèle une dyssymétrie dans le phénomène ; il y aurait production d'un tourbillon localisé suivant l'axe de la cellule correspondant au déversement du trop-plein de liquide de la cellule vers ses voisines.

L'expérience sur l'écoulement du liquide nématique dans un canal s'interprète alors facilement : durant cet écoulement, il se forme toujours au voisinage des parois des tourbillons localisés qui se propagent dans le sens de l'écoulement du liquide. Je suppose que le fil nématique de première espèce n'est autre chose que l'axe du tourbillon matérialisé grâce aux propriétés optiques du liquide anisotrope. Il est probable que si le régime d'écoulement est lent de manière à éviter la formation de tourbillons, les fils nématiques n'apparaîtraient pas. Mon expérience sur l'écoulement dans un canal, telle que je l'avais montée, ne me permettait pas de vérifier cette conséquence. Cependant, c'est bien ce qui résulte de l'observation des mouvements de convection établis dans l'expérience sur la goutte suspendue. Lorsque le mouvement de convection est lent, il y a seulement orientation de toute la masse du liquide correspondant à une structure analogue à la structure à noyaux, puis, quand le

mouvement est plus rapide, des tourbillons localisés se forment et sont entraînés dans le mouvement général du liquide. Cette interprétation me permettra d'expliquer l'aspect des fils nématiques formés dans le champ électrique.

Il serait intéressant de se placer dans les conditions d'obtention des tourbillons cellulaires pour observer le comportement des liquides smectiques dans le cas où ils sont assez fluides pour se mettre en mouvement sous l'effet d'un gradient de température.

CHAPITRE II

Quelques observations sur les couches minces des liquides nématiques.

Les couches minces des liquides nématiques présentent, suivant la manière dont on les prépare, et suivant les surfaces qui les limitent, différentes structures qui ont fait l'objet de nombreuses études. Chacune de ces structures a reçu un nom qui indique bien la constitution de leur édifice.

1^o Structure homéotrope dans laquelle les axes optiques du liquide sont perpendiculaires aux deux parois qui limitent la couche mince. Cette structure se reconnaît en ce que le champ d'observation, entre nicols croisés, reste noir pour toutes les positions de la préparation comme tout uniaxe taillé perpendiculairement à l'axe. Il suffit de toucher le couvre-objet pour provoquer une déformation de la structure qui se traduit par l'apparition fugitive de lumière, la structure reprenant sa forme primitive aussitôt que le couvre-objet reprend sa position d'équilibre.

2^o Structure à plages dans laquelle les axes optiques ont une orientation uniforme dans toute une plage d'étendue plus ou moins grande. Entre nicols croisés, on obtient l'extinction pour deux directions rectangulaires quand la préparation tourne dans son plan. Si l'extinction a lieu quand les nicols font entre eux un angle différent de 90° , on a la structure à plages tordues.

3^o Structure à noyaux, dans laquelle les axes optiques ont une orientation qui varie d'une manière continue d'un point à l'autre de la préparation. Dans une telle structure, il

peut se produire des points de convergence autour desquels les axes optiques s'orientent dans toutes les directions, soit qu'ils rayonnent à partir de ces points, soit qu'ils s'enroulent autour de ces points dénommés noyaux. Entre nicols croisés, on observe, partant des noyaux, deux ou quatre branches noires qui balayent toute la préparation quand celle-ci tourne de 360° dans son plan.

Telles sont les structures bien définies, faciles à reconnaître, qui caractérisent les couches minces des liquides nématiques.

J'ai tout d'abord obtenu ces structures en suivant les indications données soit par G. Friedel (1), soit par Ch. Mauguin (3) et c'est en cherchant les causes de certains succès que j'ai été conduit aux modes opératoires que j'indique.

La conclusion de cette étude, valable seulement pour le *p*-azoxyanisol, est que la structure homéotrope est la *seule structure* que l'on peut obtenir lorsque la couche mince de liquide nématique est limitée par deux surfaces de verre propres. Le critère de propreté des lames est le mouillage par l'eau. Au contraire, avec des lames de verre souillées volontairement, les structures à plages et à noyaux, qui ne sont que fugitives entre verres propres, se trouvent stabilisées. Dans le cas où les parois sont propres, on peut laisser cristalliser le liquide nématique, la préparation refondue, présentera toujours la structure homéotrope. Au contraire, dans le cas où les parois ne sont pas rigoureusement propres, la cristallisation laissera un souvenir sur la structure dans l'état nématique.

Mode opératoire. — 1° *Structure homéotrope*. — La couche mince de *p*-azoxyanisol est limitée par deux surfaces de verre. Les lames sont nettoyées par d'abondantes vapeurs nitreuses obtenues en versant quelques gouttes d'alcool éthylique sur de l'acide nitrique ; puis elles sont lavées rapidement à l'eau courante et longuement dans une eau bidis-

tillée. Elles sont manipulées avec des pinces en verre préalablement passées dans la flamme de la lampe à alcool, séchées rapidement par leur bord sur un papier-filtre pour enlever la plus grande partie de l'eau qu'elles retiennent et présentées à la flamme de la lampe à alcool pour compléter leur séchage, puis, placées dans un four électrique maintenu à une température légèrement supérieure au point de clarification. Il faut placer rapidement le couvre-objet sur la lame porte-objet pour éviter que les surfaces de verre, que le liquide va baigner, soient souillées par les vapeurs émanant du four et venant se condenser sur les lames plus froides, ou par l'air ambiant qui est toujours souillé. Les cristaux du corps nématique sont placés sur la lame porte-objet au voisinage du couvre-objet. Dès que ces cristaux sont fondus, le liquide passe par capillarité entre les deux verres. On obtient ainsi, pour le *p*-azoxyanisole, la structure homéotrope dans laquelle les axes optiques sont perpendiculaires aux surfaces de verre. En particulier, j'ai constaté qu'il suffisait de toucher avec les doigts les lames quand elles sont humides, pour ne plus obtenir la structure homéotrope.

Quand on a préparé une belle structure homéotrope, et que l'on a laissé cristalliser, une nouvelle fusion donnera toujours cette même structure sans aucun souvenir de la cristallisation, alors que, dans les structures à plages ou à noyaux, on a toujours un souvenir de la cristallisation. C'est ce souvenir d'une structure antérieure qui incitait à supposer que les couches minces de liquide nématique étaient limitées par des couches superficielles adhérentes aux parois dans les structures à plages ou à noyaux et que les couches s'orientaient, au contraire, librement, dans la structure homéotrope. Cependant cette hypothèse se heurtait à une difficulté : dans les larges gouttes suspendues sur un trou percé dans un couvre-objet, ce n'est pas la structure homéotrope qui s'établit comme on devrait s'y attendre. Il me semble plus logique d'admettre que la structure homéotrope qui

s'établit entre deux lames de verre est due au champ de forces existant entre les deux parois planes et que ce champ, relativement faible, ne peut intervenir que s'il agit seul, c'est-à-dire si les parois sont absolument propres. Cette orientation serait de même nature que l'orientation du liquide nématique dans un clivage de mica. La seule différence est que, dans le cas du mica, le champ préexiste, tandis que dans le cas du verre, il s'agit probablement du champ dépolarisant induit par les moments électriques des molécules du liquide.

On pouvait supposer que c'est la pression exercée par le poids du couvre-objet sur le liquide qui provoquait la structure homéotrope. Il n'en est rien puisque celle-ci s'établit aussi bien lorsque le couvre-objet repose sur des cales placées sur le porte-objet. En disposant la préparation dans une enceinte à température bien uniforme, j'ai obtenu ainsi des structures homéotropes jusqu'à des couches de 0 mm. 5 d'épaisseur.

Une préparation qui ne couvrait pas tout le champ d'observation a montré, à la limite d'une structure homéotrope, le long des bords de la préparation, un ruban étroit plus ou moins lumineux. Dans cette région les axes optiques sont inclinés sur les parois. Entre nicols croisés, le champ d'observation, noir pour la plage homéotrope, reste noir le long du filet lumineux quand la tangente au contour de la plage est parallèle à l'une des deux directions rectangulaires que laissent passer les nicols. Dans l'observation avec un seul nicol, le filet lumineux s'assombrit quand la tangente au contour est parallèle à la direction que laisse passer le nicol. Or, pour le *p*-azoxyanisol, la vibration extraordinaire est la plus absorbée; la projection de l'axe optique sur la lame donne la direction de cette vibration. Il en résulte que tout le long des bords de la plage homéotrope, il y a une zone où les axes optiques ont une composante horizontale tangente

au contour de la plage homéotrope. Cette nouvelle orientation serait due au voisinage de la surface libre.

2° *Structure à plages.* — On connaît le procédé indiqué par Ch. Mauguin pour obtenir de belles plages à orientation constante. Il consiste à provoquer une cristallisation lente. Après fusion des cristaux, l'état nématique apparaît avec une structure qui ne diffère pas de la structure cristalline du point de vue de l'orientation des axes optiques. Ce procédé ne peut être utilisé dans le cas de verres rigoureusement propres pour lequel il n'y a pas souvenir de la structure antérieure. P. Chatelain (5) a indiqué un autre procédé très curieux qui permet d'obtenir également une structure à plage étendue. Il consiste à frotter simplement chacune des surfaces de verre que va baigner le liquide, sur du papier-filtre suivant une direction fixe : les deux lames de verre sont alors posées l'une sur l'autre en faisant coïncider les directions de frottement. Les axes optiques du liquide nématique s'orientent dans cette direction. J'ajouterai une variante à la méthode de Chatelain qui montre bien que la structure à plages et la structure à noyaux sont des structures stabilisées par les impuretés sur les surfaces de verre. Les disques porte-objet et couvre-objet sont logés successivement dans une pièce fixée sur la contre-pointe d'un tour. Ils sont ensuite frottés sur du papier-filtre collé à une pièce fixée sur le mandrin tournant. Il suffit alors de bien centrer les deux disques appliqués l'un sur l'autre, pour obtenir, par passage du liquide nématique entre eux, une belle structure, présentant, entre nicols croisés, la croix noire. C'est l'analogue d'une structure à noyaux où il n'y aurait qu'un seul noyau au centre de la préparation. Si les disques de verre, après avoir subi cette sorte de polissage, sont lavés aux vapeurs nitreuses et rincés à l'eau, ils ne produisent plus sur le liquide nématique cette structure rayonnée ; c'est la structure homéotrope qui s'établit montrant ainsi que l'orientation précédente n'était pas due à une modification de la surface de verre mais probablement

à une orientation par le frottement de particules organiques qui se fixent aux parois de verre, constituant une sorte de canevas sur lequel le liquide nématique s'oriente.

Voici une autre expérience qui montre que la structure à plages et la structure à noyaux ne sont que deux aspects extrêmes d'une même structure imposée par les conditions dans lesquelles s'est formé l'état nématique. Les lames de verre sont souillées par un film d'acide oléique obtenu en plaçant une goutte d'une solution de cet acide dans le benzène, sur les lames humides. Deux fils de verre parallèles sont interposés entre les lames et servent de cales ; ils forment un canal étroit (diamètre des fils, 0 mm. 2 ; largeur du canal, 1 mm. 2). Le liquide qui passe dans ce canal, à l'état nématique, présente une structure intermédiaire entre la structure à plages et la structure à noyaux. Entre nicols croisés, on observe une bande noire parallèle à la direction du canal ; en faisant tourner la préparation dans son plan, cette bande se déplace en gardant la même direction. Cette structure est l'analogue d'une structure à noyaux sans points de convergence ou encore d'une structure à plages étroites allongées. Cette manière de voir est en accord avec l'observation de F. Grandjean selon laquelle entre deux grandes plages d'orientation différente, le passage d'une orientation à l'autre n'est pas discontinu.

3° *Structure à noyaux.* — De même que la structure à plages, cette structure n'est que fugitive pour le *p*-azoxyanisol pur, en couche mince, limitée par deux surfaces de verre propres. Au contraire, la structure à noyaux s'obtient facilement dans un autre procédé d'investigation des liquides nématiques en couches minces. Il consiste à suspendre une large goutte liquide sur un trou circulaire percé dans des lames minces de verre, de mica ou d'argent. J'ai utilisé des lames depuis une épaisseur de 0 mm. 2 (lamelle couvre-objet, feuille d'argent) jusqu'à une épaisseur de quelques dizaines de microns (mica). Le diamètre du trou variait de

1 à 3 mm. Ce diamètre était toujours au moins 10 fois plus grand que l'épaisseur de la lamelle. Suivant la quantité de liquide suspendue, la goutte avait la forme d'une lentille biconcave, ou d'une lentille concave-convexe, la surface supérieure étant toujours concave. Le liquide nématique est placé sur la lamelle, puis il est balayé avec un fil de verre de manière à le mettre en suspension sur le trou. Quand les mouvements de convection cessent, la structure du liquide apparaît sous forme de structure à demi-noyaux (entre nicols croisés, deux branches noires). Le passage au liquide isotrope s'effectue sans rupture de la lame mince, de même que le passage à l'état cristallin. L'état nématique apparaît au sein du liquide isotrope sous forme de petites gouttes d'abord séparées les unes des autres. Entre nicols croisés, chacune de ces gouttes présente la croix noire indiquant une structure à symétrie sphérique. Les gouttes nématiques grossissent aux dépens du liquide isotrope en conservant cette structure. Quand deux gouttes viennent à se toucher, on peut avoir soit deux noyaux différents, soit une réorganisation des axes optiques dans chaque goutte pour donner un seul noyau. On a finalement une structure générale à noyaux (cliché n° 8) [face page 48]. Les noyaux ont tendance à disparaître mais il en subsiste parfois accrochés à quelque aspérité du bord ou parfois il n'en subsiste qu'un seul au centre de la préparation; certaines préparations n'en présentent même plus du tout et l'aspect du champ entre nicols croisés montre quelques branches noires qui ne se rejoignent pas. En piquant la préparation nématique avec un fil de verre, on constate qu'il se forme des demi-noyaux aux endroits touchés. Sur une lamelle d'argent de 0 mm. 05 d'épaisseur percée à 2 mm., il est facile d'observer une préparation à l'état nématique séparée des bords du trou par une couronne de liquide isotrope. La structure nématique n'est pas modifiée du fait que cet état s'étend jusqu'aux parois ou bien qu'il en est séparé par du liquide isotrope. En lumière monochromati-

que, entre nicols croisés, quand le liquide nématique conserve une structure stable, on observe, suivant l'épaisseur de la lame liquide, un grand nombre d'anneaux d'interférence circulaires localisés dans la lame. Si la préparation ne présente qu'un seul noyau au centre ou si elle n'en présente aucun, les franges d'interférence ont leur centre confondu avec celui de la préparation. Quand la température s'élève, on constate que, dans le cas où la lame présente la forme d'une lentille convergente, les anneaux se contractent et s'évanouissent au centre, et dans le cas où la lame a la forme d'une lentille divergente, les anneaux naissent au centre et se dilatent. Les anneaux d'interférence subsistent aussi réguliers même si l'état nématique ne s'étend pas jusqu'aux parois.

Ces observations éliminent l'action des parois et il est ainsi plus facile de se rendre compte de l'action des champs de force extérieurs qui sont responsables de l'orientation du liquide. Les anneaux observés sur ces couches minces proviennent de l'interférence entre rayon ordinaire et rayon extraordinaire. La différence de marche entre ces deux rayons est donnée par le produit $e(n - n_0)$ de l'épaisseur du liquide par la biréfringence au point considéré. Dans toute région dont la distance au noyau le plus proche est grande par rapport à l'épaisseur de la lame, les axes optiques, s'ils sont déterminés par des forces directrices provenant des noyaux, sont parallèles aux surfaces de la lame. Cette conclusion est d'accord avec l'invariance du diamètre des anneaux d'interférence quand on soumet la préparation à l'action du champ magnétique; si les axes optiques ne se trouvaient pas dans le plan de la lame avant l'application du champ, ils changeraient d'inclinaison sous l'action du champ magnétique et les anneaux devraient se déplacer. Dans toute la lame liquide, sauf au voisinage des noyaux, la biréfringence est alors donnée par la différence $(n_e - n_o)$ des indices extraordinaire et ordinaire, et la différence de marche es

proportionnelle à l'épaisseur du liquide. Le déplacement des anneaux d'interférence quand la température varie est en accord avec les mesures de P. Chatelain (5) qui indiquent que la biréfringence diminue quand la température augmente.

Observons maintenant une couche mince de *p*-azoxyanisol entre deux lames de verre bien propres, maintenue à une température voisine du point de clarification, et agissons sur le courant de chauffage pour observer, dans le champ du microscope, le passage isotrope-nématique et le passage inverse. Comme l'indique la figure 3, on distingue trois

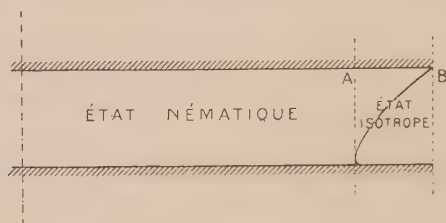


Fig. 3. — Passage nématique-isotrope entre lames de verre.

régions entre nicols croisés : une région centrale nématique homéotrope noire, une région extérieure isotrope également noire, et une couronne circulaire éclairée qui montre, en lumière monochromatique, quelques anneaux d'interférence noirs. Ces anneaux sont dus à l'interférence entre rayons ordinaires et extraordinaires dans leur passage à travers le liquide nématique. Dans cette région les axes optiques ne sont plus perpendiculaires aux surfaces de verre. Outre les anneaux, cette région médiane montre une structure à noyaux qui proviendrait des gouttes nématiques qui se forment au sein du liquide isotrope, gouttes qui présentent la croix noire entre nicols croisés. Aussitôt que le liquide nématique baigne les deux parois de verre, cet aspect disparaît, et c'est la structure homéotrope qui subsiste. Il est intéressant de suivre cette expérience entre verres attaqués par l'acide fluor-

hydrique. L'attaque par l'acide est rendue sensible par l'observation des franges au passage nématique-isotrope. Ces franges sont déchiquetées. La structure à noyaux subsiste dans tout l'état nématique entre verres qui ont subi cette attaque (G. Friedel).

Nous avons vu que pour stabiliser la structure à noyaux entre lames de verre il fallait souiller les lames. Je dépose, sur les verres préalablement nettoyés, une goutte d'une solution d'acide oléique dans le benzène. Après évaporation du benzène, l'acide oléique subsiste sur les parois de verre. Le *p*-azoxyanisol introduit entre deux lames ainsi préparées, présente, à l'état nématique, une structure à noyaux stable. D'ailleurs, il suffit de souiller une seule des lames pour stabiliser cette structure. Les gouttes nématiques formées au sein du liquide isotrope ont produit une structure à noyaux qui n'est pas chassée par la structure homéotrope.

Une préparation de *p*-azoxyanisol, entre lames qui n'avaient pas été volontairement souillées, a donné une très belle structure à noyaux ; j'ai constaté à diverses reprises que, plus les lames de verre étaient propres, moins il apparaissait de noyaux ; dans le cas où le nombre de noyaux est petit, on peut observer que leur position dépend du gradient de température pendant le refroidissement.

Enfin, j'ajouterai à ces observations quelques expériences effectuées sur les couches minces soumises à l'action d'un champ électrique ou d'un champ magnétique. Elles vont nous donner quelques renseignements nouveaux sur la structure à noyaux. Je m'étendrai plus longuement sur ces expériences dans le chapitre IV pour le champ électrique et dans le chapitre V pour le champ magnétique.

Le *p*-azoxyanisol est placé entre deux lames de verre séparées par deux feuilles d'étain constituant les électrodes : épaisseur de la feuille 0 mm. 05, distance entre électrodes 0 mm. 5. Dans un champ électrique continu de 1 000 volts/cm., le liquide nématique est le siège de tourbillons cellulaires

avec leur cortège de fils nématiques. Le champ électrique supprimé, il apparaît, dans chaque cellule, une structure à noyaux qui dure quelques secondes et c'est la structure homéotrope qui existait avant l'application du champ électrique, qui réapparaît enfin. Lorsque la structure primitive n'est pas homéotrope, les noyaux qui se forment après coupure du champ électrique, au lieu d'être fugitifs, sont stables.

Une lame mince de liquide nématique est suspendue sur un trou. Placée dans l'entrefer d'un électro-aimant de telle sorte que le champ magnétique, d'une intensité d'un millier de gauss, soit parallèle au plan de la lame, on constate que la structure à noyaux disparaît pour faire place, au bout de quelques secondes, à une orientation des axes optiques parallèle au champ magnétique. Quand on supprime le champ, les axes optiques reprennent une position rappelant celle qu'ils avaient avant l'application du champ ; mais ce retour est lent : il s'effectue de proche en proche à partir des noyaux, de même que l'orientation, par application du champ, s'effectue dans toute la masse avant d'atteindre les régions voisines des noyaux. L'action du champ magnétique sur la structure à noyaux n'est donc pas instantanée, elle se fait de proche en proche en s'avancant vers les noyaux. Il semble même que dans les champs faibles, l'orientation n'arrive pas jusqu'au noyau. Par suppression du champ, on voit la structure antérieure revenir lentement, comme si les noyaux étaient les centres d'orientation.

Il semble possible d'expliquer toute la géométrie si curieuse de la structure à noyaux en considérant qu'elle s'établit dans un liquide nématique comme trace d'un mouvement tourbillonnaire qui s'est arrêté. C'est bien le cas, cité plus haut, d'une couche mince soumise à un champ électrique : le liquide s'est partagé entre les électrodes en cellules tourbillonnaires ; quand on supprime le champ électrique, chaque cellule présente l'aspect d'un noyau à quatre branches

noires entre nicols croisés. Il en est de même dans le cas d'une large goutte suspendue, disposée dans une enceinte où la température n'est pas bien uniforme : les mouvements de convection, quand ils sont violents, donnent lieu à de nombreux fils nématiques ; ces mouvements se ralentissant pour une température plus uniforme de l'enceinte, les fils nématiques disparaissent pour laisser place à une structure avec un ou deux noyaux en déformation de plus en plus lente jusqu'à l'immobilité quand les mouvements de convection s'arrêtent. D'ailleurs, l'aspect souvent spiralé des branches des noyaux indique de plus quel était le sens de rotation du mouvement tourbillonnaire dont il a pris la place. Au sein du liquide isotrope, les gouttes nématiques qui se forment, au refroidissement, ont un mouvement de rotation qui produit l'orientation de tout le liquide qui vient s'enrouler autour d'elles.

En prenant quelques clichés d'une même structure à noyaux et demi-noyaux, pour différentes positions des nicols croisés, on peut tracer les lignes optiques de la préparation (ligne telle qu'en chaque point l'axe optique lui est tangent). On constate que les axes optiques sont enroulés en spirales autour de centres qui sont les noyaux entiers ou demi-noyaux tournants suivant que les spirales s'enroulent plus ou moins autour du point de convergence. L'hypothèse suivant laquelle chacun de ces centres est l'axe, vu en bout, d'un tourbillon freiné par la viscosité du liquide, me semble très vraisemblable. La formation de noyaux entiers et demi-noyaux « fixes » proviendrait de la rencontre de volumes tourbillonnaires voisins.

En résumé, mes observations sur les structures nématiques, à plages, à noyaux, à fils, montrent que ces structures, qui se forment quand le liquide est en mouvement, présentent une disposition des axes optiques qui est due à l'orientation par le mouvement du liquide. Ces structures ne subsistent dans l'état nématique que si l'action des parois est masquée. Si les parois sont propres, leur action sur le liquide nématique est cause de la structure homéotrope.

CHAPITRE III

Mesure de la tension superficielle par la méthode de la goutte suspendue.

Principe de la méthode. — Le liquide est suspendu sur un trou circulaire percé dans une lame plan-parallèle de quelques millimètres d'épaisseur. La quantité de liquide est réglée de telle sorte que les deux surfaces libres de la goutte soient concaves.

Si on considère l'équilibre d'un cylindre liquide de section infiniment petite par rapport à la surface de la goutte, ayant pour axe l'axe de révolution de celle-ci, on a :

$$2A \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) = \rho g e_0$$

où A est la tension superficielle du liquide, R_1 et R_2 les rayons de courbure au centre de chacune des surfaces libres, ρ la densité du liquide, g l'accélération de la pesanteur et e_0 l'épaisseur de la goutte suivant son axe.

Je mesure R_1 , R_2 et e_0 ; ρ étant connu, j'en déduis la tension superficielle A .

Cette méthode ne nécessite pas la connaissance de l'équation des surfaces libres et ne fait pas intervenir l'angle de raccordement du liquide avec les parois.

Lame support et préparation de la goutte suspendue. — J'utilise comme lame support, un disque en laiton à faces plan-parallèles de 10 mm. de diamètre et 3 mm. d'épaisseur, percé d'un trou de 2 mm. 5 de diamètre. Le parallélisme des faces contrôlé au palmer micrométrique est cor-

rect à moins de 0 mm. 01 près. Le trou examiné au microscope sur une machine à diviser, est sans bavures, de forme circulaire à moins de 0 mm. 001 près. Le liquide nématique, contenu dans une petite capsule en verre, est maintenu à une température voisine du point de fusion isotrope ; le disque, qui doit supporter la goutte liquide, est maintenu à la même température. Au bout d'une petite tige de verre, je prélève une goutte de liquide nématique que je laisse cristalliser ; je répète cette opération, de manière à former au bout de la tige une petite boule de cristal que je porte en contact avec le bord intérieur du trou percé dans le disque ; le cristal se liquéfie et il se forme une goutte suspendue sur le trou. Avec la tige de verre, j'ajoute ou je retire du liquide à cette goutte de manière à obtenir la forme de goutte la plus convenable pour se trouver dans de bonnes conditions de mesures. Après cristallisation, le disque est disposé dans un petit four électrique, en place pour les mesures.

Four électrique (fig. 4). — Le disque supportant la goutte s'adapte à l'intérieur d'un anneau en laiton de 24 mm. de

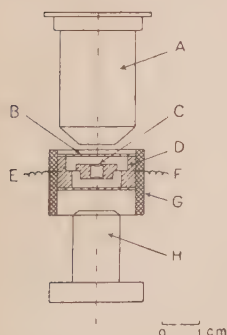


Fig. 4. — Four électrique et objectifs des microscopes pointés sur la goutte.

A, objectif du microscope supérieur ; B, enroulement chauffant et lamelle de verre ; C, goutte nématique ; D, anneau en laiton ; E, fil d'argent du couple ; F, fil de constantan du couple ; G, enveloppe en stéatite ; H, objectif du microscope inférieur.

diamètre extérieur et 12 mm. de haut. Le chauffage est constitué par deux enroulements en fil isolé de 25/100 de millimètre. Le fil, dont l'isolement peut supporter des températures

élevées, est enroulé, en spires jointives, sur la surface d'une lame de mica percée en son centre, sur laquelle il est collé. A l'intérieur de l'anneau en laiton, de part et d'autre du disque supportant la goutte, un épaulement permet de fixer d'abord une lamelle de verre mince (couvre-objet), et, au-dessus de celle-ci, la lame de mica avec son enroulement chauffant. La goutte est ainsi chauffée au-dessus et au-dessous de ses deux surfaces libres. Les deux éléments chauffants, connectés en série, sont extérieurs aux lamelles de verre. J'ai été conduit à ce mode de chauffage pour éviter d'avoir une condensation sur les lamelles de verre. Enfin, l'anneau de laiton se loge dans une enveloppe en stéatite qui l'isole de la platine du microscope tant au point de vue électrique qu'au point de vue calorifique.

Mesure de la température. — La température est repérée au moyen d'un couple thermo-électrique composé d'un fil d'argent et d'un fil de constantan. Chacun de ces fils est soudé sur une petite vis en laiton qui se fixe dans l'anneau à la hauteur du disque supportant la goutte. La soudure chaude est ainsi constituée par l'anneau en laiton qui sert de pièce conductrice entre le fil d'argent et le fil de constantan. C'est la température de cet anneau qui sert à repérer la température de la préparation. Les soudures froides constantan-cuivre et argent-cuivre du couple sont plongées dans une bouteille Dewar contenant de la glace fondante. Toutes les connexions du circuit électrique comprenant le couple sont en fil de cuivre, sauf naturellement celles qui vont de la source froide à la source chaude et qui constituent le couple. La f. e. m. du couple thermo-électrique est mesurée par une méthode de zéro. Elle est compensée par une différence de potentiel aux bornes d'une boîte de résistance à décades (de 0 ohm 1 à 100 000 ohms) insérée dans le circuit d'un accumulateur. Le courant débité par l'accumulateur est réglé de telle sorte qu'il reste constant malgré la variation de f. e. m. de la

source. Ce réglage s'effectue à son tour par une méthode d'opposition, la f. e. m. témoin étant réalisée par un élément Weston qui ne sert que pour ce réglage. Je n'entre pas dans le détail de réalisation de tout ce dispositif qui est classique.

Une variation de la température de $0^{\circ}1$ dans la région de température utilisée, soit de 100° à 200° , correspondait à 1 mm. de déviation sur l'échelle de lecture du galvanomètre de mesure. L'utilisation d'une équation linéaire pour le repérage de la température en fonction de la résistance lue sur la boîte à décades correspond à une approximation de $0^{\circ}1$ dans l'intervalle de température entre le point de fusion $115^{\circ}5$ et le point de clarification 134° du *p*-azoxyanisol. La température à laquelle s'effectue une mesure est donnée par l'équation :

$$t = 115^{\circ}5 + (134^{\circ} - 115^{\circ}5) \times \frac{R - R_f}{R_c - R_f}$$

où R_f est la résistance correspondant au point de fusion, R_c est la résistance correspondant au point de clarification, R est la résistance correspondant à la température de la mesure.

Mesure des rayons de courbure des deux surfaces libres. — Pour chacune des deux surfaces libres, j'utilise la méthode d'autocollimation selon la technique étudiée et mise au point par A. Arnulf (6), méthode qu'il a appliquée à des surfaces sphériques employées en optique. Cette méthode est particulièrement intéressante dans le cas actuel de mesures sur la surface libre d'une goutte liquide; elle permet de localiser avec précision le sommet de la surface libre considérée comme surface concave. Dans cette méthode, le centre du miroir ainsi que le sommet sont pointés par autocollimation.

Les deux surfaces libres de la goutte liquide suspendue sont de révolution autour de l'axe de symétrie perpendiculaire au plan du disque. Au sommet de chacune des surfaces

libres, les rayons de courbure principaux sont égaux. Considérons un point matériel placé sur l'axe de la goutte, au centre de courbure de la méridienne de la surface libre ; les rayons, issus de l'objet, se réfléchissent partiellement sur une petite portion de surface autour du sommet, et forment une image qui sera confondue avec l'objet. L'expérience m'a montré que cette image est assez nette pour permettre le pointé du centre de courbure.

1° *Mesures sur la surface libre supérieure.* — Un microscope est disposé verticalement dans l'axe de la goutte. Il est muni d'un objectif A (voir fig. 5) dont le grandissement

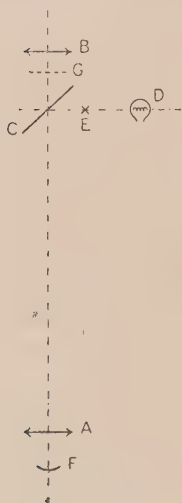


Fig. 5. — Dispositif optique pour la mesure du rayon de courbure de la surface libre supérieure.

A, objectif ; B, oculaire ; C, miroir semi-argenté à 45° ; D, lampe à filament ramassé ; E, réticule ; F, surface supérieure de la goutte ; O, plan de visée de l'oculaire.

est 7 et l'ouverture numérique 0,4 et d'un oculaire B dont le grossissement est 10. Entre l'objectif et l'oculaire, une lame de verre à 45° C, semi-argentée, permet de renvoyer sur la surface de la goutte F, la lumière provenant d'une lampe D disposée latéralement. Cette lampe éclaire un réticule E dont l'emplacement est réglé de telle sorte que son image dans le miroir C soit dans le plan de visée G de l'oculaire B. Si ce réglage était parfait, l'image du réticule E serait vue pour

deux positions du microscope : quand celui-ci est au point sur le sommet de la surface concave de la goutte formant miroir et quand il est au point sur le centre de courbure. Une règle de précision en verre, graduée en dixièmes de millimètre, est solidaire du tube du microscope et se déplace devant un microscope de pointé à oculaire micrométrique. On a ainsi par différence de deux lectures, le rayon de courbure au sommet de la surface libre supérieure. En réalité, je montrerai plus loin que le réglage du réticule E n'a pas besoin d'être très précis.

2° *Mesures sur la surface libre inférieure.* -- Le dispositif de mesures est analogue à celui du dessus, sauf que, pour la commodité de l'observation, l'oculaire est disposé latéralement tandis que le réticule et son éclairage sont dans l'axe du microscope. Les déplacements de celui-ci sont également repérés au moyen d'un microscope de pointé visant une règle de précision graduée en dixièmes de millimètre. L'objectif du microscope de mesures a un grandissement de 8 et l'oculaire un grossissement de 10.

Mesure de l'épaisseur de la goutte au centre. — La préparation étant enlevée, mais les lamelles de verre remises en place, je pointe au moyen du microscope supérieur, par autocollimation, la surface interne de la lamelle de verre supérieure; au moyen du microscope inférieur, je pointe cette même surface. J'obtiens ainsi le repérage des deux microscopes l'un par rapport à l'autre pour une épaisseur nulle. Les pointés par autocollimation des sommets des surfaces libres effectués pour la mesure des rayons de courbure, permettront ainsi d'obtenir l'épaisseur e_0 au centre de la goutte. Ce procédé évite la correction due au déplacement des images par les lamelles de verre qui sont de part et d'autre de la goutte, puisque ce déplacement s'élimine par différence.

Description de l'ensemble du dispositif de mesures. — L'ensemble du dispositif de mesures comprend deux microscopes de mesures verticaux dont les axes optiques sont confondus avec l'axe de révolution de la goutte placée sur une platine horizontale fixe avec le four électrique qui la contient ; le déplacement de chaque microscope de mesures est repéré par un microscope de pointé qui vise une règle de précision en verre solidaire du microscope de mesures.

1° Le microscope supérieur est fixé sur une grande semelle en fer qui repose par trois vis calantes sur trois plaques (plan, trait, point) vissées sur une dalle épaisse d'ardoise. La platine supportant le four électrique est vissée sur le pied du microscope par quatre vis avec intermédiaire de caoutchouc pour permettre le réglage du plan de la platine perpendiculairement à l'axe du microscope. Le tube du microscope supporte, en plus de l'objectif et de l'oculaire habituels, une lame de verre semi-argentée dont le plan est à 45° sur l'axe du microscope, et un réticule dont le plan est parallèle à cet axe. La lame de verre peut se mouvoir dans sa monture pour permettre l'orientation convenable du faisceau incident. Le réticule peut se déplacer perpendiculairement à son plan. La lame à 45° et le réticule sont tous deux montés sur une même pièce qui s'adapte dans le tube du microscope entre l'objectif et l'oculaire, au voisinage de celui-ci. Les déplacements verticaux du tube du microscope sont effectués soit avec une vis à mouvement rapide, soit avec une vis micrométrique. Une lampe de 50 watts du modèle utilisé dans l'éclairage automobile, à filament ramassé, reste solidaire du tube du microscope. Elle peut subir divers déplacements et orientations permettant le meilleur éclairage du réticule. La règle de précision en verre est également solidaire du tube. Une bande de papier blanc, collée derrière la règle, diffuse l'éclairage général du dispositif de mesures : les graduations se détachent en sombre sur le fond blanc dans le champ du microscope de pointé.

2° Le microscope inférieur est également monté sur une petite semelle en fer qui repose par trois vis calantes sur la grande semelle supportant le microscope supérieur. Il peut se déplacer sur cette semelle pour permettre son réglage en position, mais ce réglage terminé, le microscope est vissé sur sa semelle. Il comprend, comme le microscope supérieur, un objectif, un oculaire, une lame à 45° , un réticule et une lampe d'éclairage. L'oculaire et la lame à 45° sont montés sur une même pièce; le réticule, fixé dans sa monture, coulisse dans le tube même du microscope; la lampe d'éclairage, au lieu d'être disposée latéralement, se trouve dans l'axe du microscope. Une règle de précision également au dixième de millimètre est solidaire de ce tube de microscope.

3° Devant chaque règle, les microscopes de pointé à oculaire micrométrique, dont les axes sont horizontaux, sont montés sur des supports indépendants, rigides, vissés sur la dalle en ardoise supportant l'ensemble du dispositif.

Réglages. — Ils consistent à rendre verticaux et à faire coïncider les axes optiques des deux microscopes de mesures, puis à déplacer la goutte jusqu'à ce que son axe de révolution vienne se confondre avec les axes optiques des microscopes.

1° Réglage de la verticalité du tube du microscope supérieur. J'enlève l'oculaire et la lame à 45° , et je place un niveau d'eau sur la face supérieure du tube. Le réglage s'effectue au moyen des trois vis calantes qui supportent la grande semelle en fer sur laquelle est vissée le microscope supérieur.

2° Réglage horizontal de la platine du microscope supérieur sur laquelle est maintenu le four électrique. Le niveau d'eau est placé sur cette platine et le réglage s'effectue au moyen des quatre vis qui fixent la platine au microscope.

3° Réglage de la verticalité du tube du microscope inférieur. Je retire l'objectif de ce microscope et je place le niveau d'eau sur son tube. Le réglage s'effectue au moyen

des trois vis calantes qui supportent la petite semelle en fer posée sur la grande semelle.

4° Coïncidence des axes des deux microscopes. Une lame de verre est posée sur la platine du microscope supérieur. Au moyen du microscope inférieur, je pointe son propre réticule par autocollimation sur la lame de verre. Même opération avec le microscope supérieur. Puis, je déplace le microscope inférieur sur sa plate-forme jusqu'à apercevoir le réticule éclairé du microscope supérieur. Pour ce réglage, il faut également déplacer un peu le tube du microscope supérieur le long de son support. Quand les deux réticules sont visibles dans le champ du microscope inférieur, il suffit de tout petits déplacements pour arriver à la coïncidence de la croisée de chacun des réticules. Cette coïncidence obtenue, le microscope inférieur est rendu fixe sur son support.

5° Le four électrique est mis en place. Par construction, la goutte se trouve presque centrée sur l'axe des microscopes. Le centrage rigoureux s'effectue de manière à observer dans le microscope supérieur l'image du filament renvoyée par la surface liquide. Après avoir pointé cette surface, on enlève l'oculaire du microscope, et on regarde à l'intérieur du tube du microscope, en accommodant sur la surface de l'objectif. On déplace alors le four au moyen de vis micrométriques fixées sur la platine, jusqu'à ce que la surface de l'objectif paraisse uniformément éclairée. L'axe optique du microscope est alors approximativement perpendiculaire au plan tangent au sommet de la surface liquide. Quand on éloigne le microscope de la surface liquide, le cercle éclairé diminue de diamètre, devient tout petit en se déplaçant vers le bord de l'objectif. De tout petits déplacements imprimés au four, la ramènent au centre. Puis le microscope s'éloignant encore, le cercle grandit et l'ouverture de l'objectif s'éclaire à nouveau quand la position du microscope correspond au pointé du centre de courbure.

Cette méthode de centrage indiquée par A. Arnulf est d'un emploi très pratique.

Si ces divers réglages sont bien effectués, on doit avoir, dans le microscope inférieur, le centrage du sommet et du centre de courbure de la surface inférieure liquide.

6° Mise au point des deux microscopes de pointé sur chacune des règles graduées. Auparavant, le tirage de chacun de ces microscopes est réglé par pointé sur les règles divisées de telle sorte qu'un tour de tambour corresponde au déplacement de 0 mm. 1 de l'image du réticule à travers l'objectif et le verre de champ de l'oculaire.

La coïncidence des images des réticules des microscopes de mesures données par les lames à 45° avec les plans de visée des oculaires est réalisée une fois pour toutes : on vise avec chaque microscope un plan de verre et on déplace le réticule de manière que son image par autocollimation soit visible dans cette position du microscope.

Mode opératoire des mesures. — Dans l'intervalle de température de 100° à 138°, l'allure de chauffe est réglée à environ 1° par minute. On repère alors sur la boîte de résistance à décades les valeurs de la résistance qui correspondent au point de fusion et au point de clarification du liquide. Ainsi, pour la série de mesures qui se trouve ci-dessous, j'ai obtenu pour le point de fusion de 115°5, la valeur $R_f = 1\ 190$ ohms et pour le point de clarification de 134°, la valeur $R_c = 1\ 380$ ohms. Ces deux points déterminent la droite donnant la correspondance entre la température et les résistances lues sur la boîte à décades.

On ramène ensuite la température à une température d'équilibre correspondant à la mesure que l'on veut effectuer. Durant la mesure, il faut agir sur le rhéostat de chauffage pour maintenir l'équilibre de température. Ce réglage est facilité par la petite inertie calorifique du four électrique. Puis, les pointés se font dans l'ordre suivant : pointé du

sommet de la surface libre supérieure, pointé du centre de courbure de cette surface, pointé du sommet de la surface libre inférieure, pointé du centre de courbure de cette surface. Ces quatre pointés sont repris cinq fois pour une même mesure. Chaque position des microscopes de mesure est repérée sur le microscope de pointé. Le tableau I offre un exemple de ces mesures :

TABLEAU I

*Résistance lue sur la boîte à décades : 1 400 ohms,
ce qui correspond à une température de 135°g.*

Pointés de la surface supérieure		Pointés de la surface inférieure	
Centre	Sommet	Centre	Sommet
8,871	7,235	38,915	42,153
8,869	7,237	38,943	42,151
8,867	7,240	38,930	42,152
8,867	7,240	38,930	42,150
8,867	7,239	38,929	42,152

Moyennes arithmétiques :

Surface supérieure : centre, 8,868 ; surface, 7,238, d'où le rayon de courbure $R_1 = 1 \text{ mm. } 630$.

Surface inférieure : centre, 38,930 ; surface, 42,152, d'où le rayon de courbure $R_2 = 3 \text{ mm. } 222$.

Cette série de mesures comprend en outre des mesures effectuées à des températures de 130°1, 119°9, 115°0, 109°2 et 102°8.

La série de mesures terminée, je laisse cristalliser la goutte, et je la retire du four avec son disque support. Puis, j'effectue le repérage des microscopes l'un par rapport à l'autre. Ce repérage correspond également à la moyenne arithmétique de cinq mesures. Le tableau II offre un exemple de ces mesures :

TABLEAU II

Pointés de la surface intérieure d'une lamelle de verre.

Microscope supérieur	Microscope inférieur
8,974	45,904
8,973	45,900
8,970	45,893
8,970	45,899
8,970	45,894

Moyennes arithmétiques :

Microscope supérieur : 8 mm. 971.

Microscope inférieur : 45 mm. 904.

Par différence des moyennes de ces pointés avec les moyennes des pointés des surfaces libres, on déduit l'épaisseur de la goutte suivant son axe de révolution :

$$e_0 = (45,899 - 42,152) - (8,971 - 7,238) = 2 \text{ mm. } 014.$$

J'ai constaté, par la suite, que ce repérage n'était pas le même avant ou après les mesures, l'écart étant de l'ordre d'une dizaine de microns. Cette variation serait due à la variation de la distance frontale des deux microscopes provenant de l'échauffement des objectifs. On peut éliminer cette cause d'erreur en effectuant le repérage des deux microscopes dans les mêmes conditions que s'effectuent les mesures sur les surfaces liquides, c'est-à-dire, en portant successivement la température du four aux valeurs choisies pour la série de mesures, et en pointant la surface intérieure de la lamelle de verre avec les deux microscopes pour chacune de ces températures. Dans les mesures ci-dessous, cette cause d'erreur n'a pas été éliminée.

La densité aux différentes températures est donnée par les mesures de Schenk (7) et de Jæger (8). Ces mesures nous permettent d'utiliser pour la densité du *p*-azoxyanisol à

l'état nématique, l'équation linéaire suivante :

$$d_t = 1,287 - 0,001 \cdot t.$$

L'accélération de la pesanteur g est prise égale à 981 C. G. S.

Le tableau III réunit le résultat d'une série de mesures. La tension superficielle, en dynes par centimètre, est calculée d'après l'équation :

$$A = \frac{\rho \cdot g}{2} \cdot e_0 \cdot \frac{1}{\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}}.$$

TABLEAU III

Températures en degrés C.	R_1 en mm.	R_2 en mm.	e_0 en mm.	Densité	A en dynes/cm.
135,9	1,630	3,222	2,014	1,147	37,4
130,1	1,600	3,061	1,980	1,157	37,7
119,9	1,580	2,895	1,950	1,167	38,8
115,0	1,572	2,823	1,937	1,172	39,5
109,2	1,563	2,751	1,919	1,178	40,1
102,8	1,557	2,694	1,901	1,184	40,7

Calcul d'erreur. — L'erreur relative sur la tension superficielle est donnée par la formule :

$$\frac{\Delta A}{A} = \frac{\Delta e_0}{e_0} + \frac{\Delta R_1}{R_2 - R_1} + \frac{\Delta R_2}{R_2 - R_1} + \frac{\Delta R_1}{R_1} + \frac{\Delta R_2}{R_2}.$$

En particulier, calculons l'erreur relative sur la tension superficielle d'après les mesures ci-dessus :

$R_1 = 1$ mm. 630. Sa mesure comporte deux séries de pointés $\Delta R_1 = 2\mu$.

$R_2 = 3$ mm. 222. Sa mesure comporte deux séries de pointés $\Delta R_2 = 5\mu$.

$e_0 = 2$ mm. 014. Sa mesure comporte quatre séries de pointés $\Delta e_0 = 4\mu$.

En totalisant ces différentes erreurs, je trouve que l'erreur relative sur la tension superficielle est inférieure à 10/o.

Erreurs systématiques possibles. — Le rayon de courbure des surfaces libres de la goutte est obtenu par différence entre le pointé du sommet de la surface libre et le pointé du centre de courbure. Cette valeur ne correspond à la mesure du rayon de courbure que si l'image du réticule E (voir fig. 5) dans le miroir C est exactement dans le plan de visée G de l'oculaire B. Supposons que cette condition ne soit pas réalisée et soit d la distance entre le plan G et l'image E' du réticule dans le miroir C. Le rayon de courbure est alors donné par la formule :

$$R = D - \frac{a^2}{2D},$$

où D est la différence entre les pointés de la surface et du centre et a la distance-image de d à travers l'objectif. Soit γ le grandissement de celui-ci. On a :

$$a = \frac{d}{\gamma^2}$$

en prenant $R = D$, l'erreur absolue est inférieure à 0 μ 2, avec $d = 1$ mm., $D = 1$ mm. 5 et $\gamma = 7$.

On voit qu'il suffit de réaliser le réglage du réticule à 1 mm. près.

Il faut que pendant les mesures, la température de la salle soit constante car le repérage des deux microscopes l'un par rapport à l'autre s'effectue parfois deux heures après la série de mesures sur les surfaces libres de la goutte. La dilatation des supports des microscopes de pointés, celle des microscopes de mesures exigent le dixième de degré dans la constance de la température.

Enfin, l'échauffement des objectifs qui s'approchent à quelques millimètres des surfaces chaudes, provoque une variation de leur focale qui n'est pas gênante pour les mesures

des rayons de courbure, mais qui le devient pour la mesure de e_0 .

Dans les mesures que j'ai effectuées, je n'ai pas été suffisamment à l'abri de ces deux dernières causes d'erreur.

Conclusion. — J'ai réuni dans un graphique (fig. 6) les résultats numériques du tableau III. On voit que l'on peut

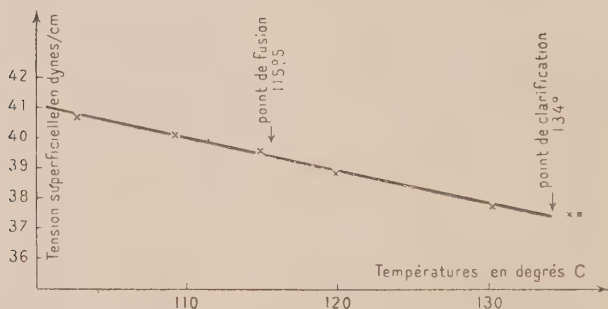


Fig. 6. — Tension superficielle du *p*-azoxyanisole, à l'état nématique, en fonction de la température.

$$A = 52,1 - 0,110.t \pm 0,5 \text{ dynes/cm.}$$

représenter la variation de la tension superficielle du *p*-azoxyanisole dans sa phase nématique en fonction de la température par l'équation linéaire :

$$A = 52,1 - 0,110.t \pm 0,5 \text{ dynes/cm.}$$

Avantages de cette méthode de mesure. — Cette méthode donne la tension superficielle des liquides sans nécessiter la mesure de leur angle de raccordement avec les parois. Elle s'adapte particulièrement bien aux liquides nématiques car elle nécessite l'emploi de peu de substance. Elle peut s'appliquer à la mesure de la tension superficielle pour un liquide nématique ayant une orientation imposée par un champ de forces extérieures.

Sur une méthode de mesure de la variation de la biréfringence des liquides nématiques avec la température. — Considérons une lame liquide sur un trou percé dans une lamelle mince. Dans l'hypothèse où les axes optiques du liquide sont dans le plan de la lame, la différence de marche au centre entre les rayons ordinaire et extraordinaire est $e_0(n_e - n_o)$. Si l'on peut déterminer l'ordre d'interférence au centre, la mesure de e_0 donnerait la biréfringence $(n_e - n_o)$. Je montrerai dans le chapitre V sur le champ magnétique comment il est possible de trouver simplement cet ordre d'interférence. De toute manière, le nombre d'anneaux qui sortent du centre permet de connaître la variation du terme $e_0(n_e - n_o)$ quand la température passe de t_1 à t_2 , à condition toutefois que l'on mesure les épaisseurs au centre e_1 et e_2 pour ces deux températures.

CHAPITRE IV

Liquides nématiques dans le champ électrique.

L'action du champ électrique sur les liquides nématiques a été l'objet d'un grand nombre de travaux. Cette action s'est présentée sous un aspect contradictoire dans les observations optiques, d'une part, et les observations aux rayons X, d'autre part.

Yngve Björnstaahl fut le premier à constater la production d'un grand nombre de fils nématiques dans le champ électrique. G. Friedel (1) a interprété ce comportement en admettant que le champ électrique orientait les axes optiques de ces liquides dans une direction perpendiculaire aux lignes de force. Il en déduit que les axes optiques vont s'enrouler autour de la direction du champ électrique en une structure à fils nématiques.

W. Kast (9) effectue des observations aux rayons X sur le *p*-azoxyanisol soumis à des champs électriques continus et alternatifs. Rappelons brièvement les conditions expérimentales et les résultats de son travail :

Les électrodes sont en platine de $3 \times 6 \text{ mm}^2$, distantes de 4 à 5 mm.; l'épaisseur du liquide est de 1 à 2 mm. Les rayons X par passage à travers le liquide nématique donnent des diagrammes de fibres. Pour un champ électrique continu de 500 volts/cm., l'orientation du *p*-azoxyanisol est parallèle à la direction du champ; cette orientation devient plus nette dans un champ plus intense de 7 200 volts/cm. Pour un champ alternatif de 50 pér. /sec. et 500 volts/cm., l'orientation est plus nette que dans le champ continu de même inten-

sité; lorsque la fréquence augmente, l'orientation devient de plus en plus nette jusqu'à 50 000 pér./sec., puis diminue, pour disparaître à une fréquence de 300 000 pér./sec., enfin, pour 600 000 pér./sec., on observe une orientation très nette dans la direction perpendiculaire à celle du champ électrique.

Il y avait donc contradiction entre les observations optiques de G. Friedel et leur interprétation (orientation des axes optiques perpendiculaire au champ électrique) et les observations aux rayons X de W. Kast (orientation parallèle au champ électrique aux basses fréquences et perpendiculaire au champ électrique aux fréquences élevées).

K. Herrmann, A. H. Krummacher et K. May (10) reprennent les observations optiques ainsi que les observations aux rayons X. Ils retrouvent l'orientation parallèle au champ électrique continu au moyen des rayons X. Ils observent, au microscope, des mouvements tourbillonnaires dans des champs électriques continus, et constatent que ces mouvements s'établissent d'autant plus facilement et avec d'autant plus de violence que la couche liquide est plus épaisse. Leur conclusion est la suivante : l'orientation dans la direction du champ est due au mouvement tourbillonnaire du liquide; l'orientation perpendiculaire au champ électrique est la seule réelle : c'est elle qui est cause de la production de fils nématiques dans les couches minces quand le mouvement tourbillonnaire est freiné par l'action des parois.

V. Fréedericksz et V. Zolina (11) observent au microscope polarisant des couches minces de liquides nématiques en structure homéotrope. Ils constatent une action d'orientation dans un champ électrique faible et reproduisent les aspects de la couche en mouvement tourbillonnaire dans un champ plus élevé.

Mes observations, au microscope polarisant, ont porté, d'une part, sur des couches épaisses de *p*-azoxyanisol dans des conditions expérimentales voisines de celles de W. Kast,

d'autre part, sur des couches minces de *p*-azoxyanisol en structure homéotrope.

Couches épaisses. — Le liquide est contenu dans une petite cuve cylindrique composée d'un anneau de verre de 15 mm. de diamètre et 10 mm. de haut, collé sur un disque de verre. Les électrodes sont en laiton ; elles ont la forme d'une portion de cylindre, ayant le diamètre de l'anneau en verre, coupé par un plan parallèle à son axe ; la distance entre les électrodes est de 8 mm. 5. La cuve est recouverte d'une lamelle couvre-objet. L'épaisseur de la préparation à l'état liquide est d'environ 2 mm. 5. La cuve est placée dans un four électrique dont la température est uniforme et constante. Le liquide est observé à l'aide d'un microscope dont le grossissement est 18, par transmission de la lumière. Le champ d'observation a un diamètre de 6 mm.

Le champ électrique continu jusqu'à 200 volts/cm. est fourni par une batterie d'accumulateurs. Les champs continus d'intensité plus élevée, jusqu'à 2 000 volts/cm., sont obtenus en redressant des champs alternatifs. Pour des fréquences de 50 à 10 000 pér./sec., le champ électrique est fourni par un premier oscillateur-amplificateur. La lampe de sortie de cet appareil débite sur le primaire d'un transformateur. On obtient aux bornes du secondaire, des tensions qui peuvent s'élever jusqu'à 850 volts. Pour les fréquences de 50 à 2 000 kilocycles, j'utilise un second oscillateur-amplificateur dont la lampe de puissance débite sur une self ; l'onde électromagnétique est captée dans un circuit extérieur par couplage lâche avec une deuxième self. Ce circuit comprend, en série avec la self, un condensateur à air variable. A la résonance, j'obtiens aux bornes du condensateur des tensions s'élevant jusqu'à 2 000 volts. Ces champs de haute fréquence, qui ont donné un résultat négatif du point de vue de la production de fils nématiques, sont redressés par une lampe détectrice placée à la suite du cir-

cuit de surtension. Une résistance de 2 mégohms en série avec la détectrice permet d'appliquer à la préparation, en dérivation sur cette résistance, presque toute la tension obtenue aux bornes du condensateur de surtension.

La mesure de la tension, jusqu'à 800 volts, s'effectue avec un électromètre du type « Curie ». Cet appareil donnait une déviation de 23 cm. 5 pour toute la tension.

La mesure des basses fréquences s'effectue par battements entre la note donnée par des diapasons étalons et celle que donne un diffuseur électrodynamique placé à la sortie de l'amplificateur basse fréquence. Pour l'étalonnage des fréquences données par le second oscillateur, j'utilise un contrôleur d'ondes de 100 à 600 kilocycles ; au delà de cet intervalle, les fréquences sont seulement calculées à partir des indications données par le constructeur sur les selfs.

Quand on applique au liquide, à l'état nématique, un champ électrique continu, on voit apparaître de nombreuses lignes noires plus ou moins incurvées, qui s'allongent dans la direction du champ et se déplacent suivant cette direction dans les deux sens. Ces lignes, très longues, ne se terminent pas aux électrodes, mais sont très incurvées à leur voisinage et semblent se prolonger en se dirigeant vers l'électrode opposée. L'introduction dans le liquide de particules solides permet de déceler un mouvement du fluide quand on applique le champ électrique. En augmentant l'intensité du champ, les fils nématiques deviennent plus rectilignes, plus nombreux et leur vitesse de déplacement augmente.

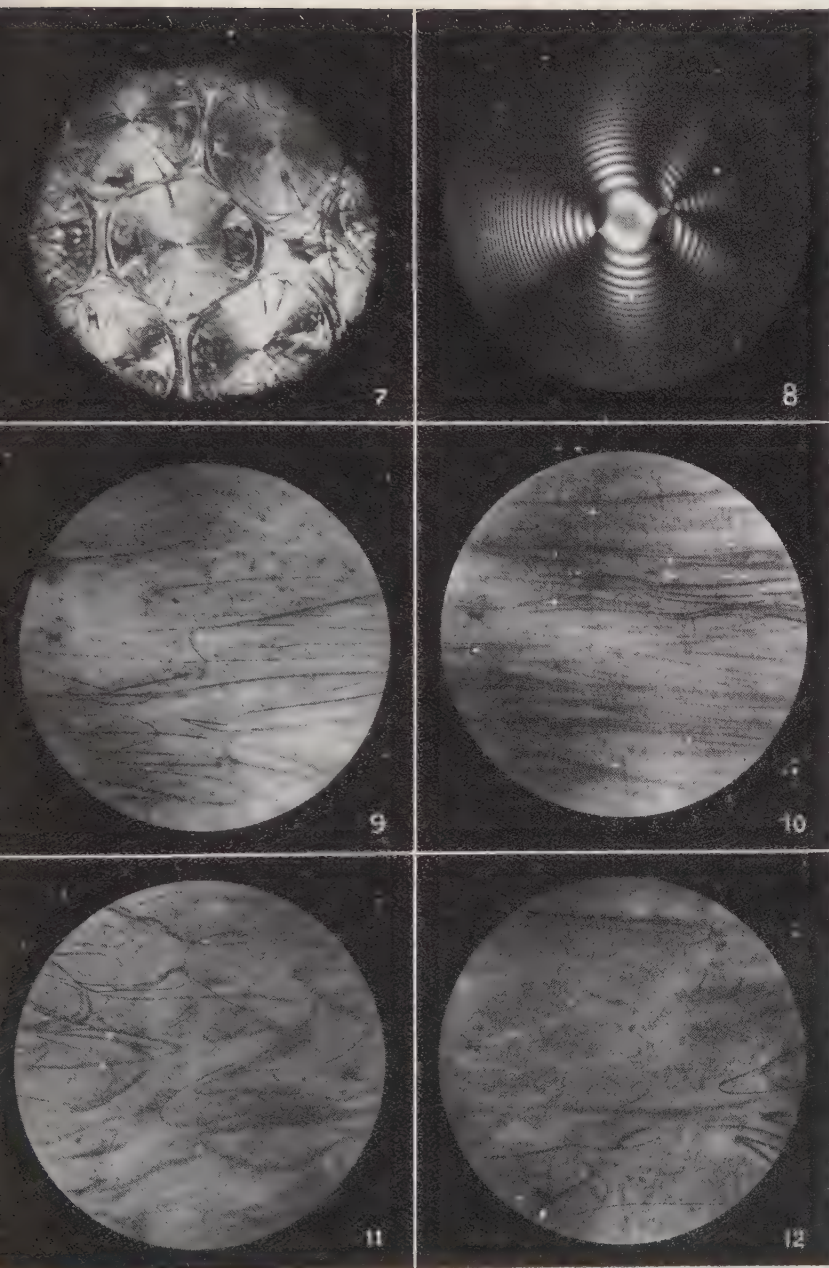
Pour une même valeur du champ électrique, le nombre des fils nématiques diminue quand la fréquence du champ augmente ; ils deviennent plus incurvés et leur vitesse de déplacement diminue. Dans un champ électrique de 750 volts/cm., pour une fréquence de 4 000 pér./sec., les fils nématiques ont presque disparu. Il n'en apparaît plus du tout dans un champ de 2 000 volts/cm. pour des fréquences de 50 à 1 000 kilocycles. En redressant ces champs de haute

fréquence, on observe un très grand nombre de fils nématiques très fins, bien rectilignes, se déplaçant dans la direction du champ avec une grande vitesse. Le liquide est d'ailleurs en mouvement très violent.

Les clichés nos 9 à 12 représentent l'aspect des fils nématiques pour différentes intensités et fréquences du champ électrique. Ils sont obtenus, avec un appareil microphotographique, après un quart d'heure d'application du champ électrique, sans choisir l'instant de la prise de la photographie.

Le cliché n° 9 montre l'aspect du liquide soumis à un champ électrique alternatif de 200 volts/cm. et 50 pér./sec. Cet aspect est sensiblement le même que celui du liquide soumis à un champ électrique continu de même valeur. On peut compter sur le cliché le nombre de fils nématiques ; on en voit plusieurs qui sont très incurvés. Le cliché n° 10 représente le liquide dans un champ électrique alternatif de même période que dans le cliché précédent mais dont l'intensité est de 750 volts/cm. : les fils nématiques sont beaucoup plus nombreux ; ils sont en général plus rectilignes : on en voit très peu de bien incurvés. Le cliché n° 11 offre l'aspect du liquide dans un champ électrique de même intensité que dans le cliché précédent mais dont la fréquence est de 3 100 pér./sec. : les fils nématiques sont beaucoup moins nombreux et presque tous sont très incurvés. Enfin, le cliché n° 12 représente le liquide soumis à un champ électrique de 750 volts/cm. et 3 800 pér./sec. : les fils nématiques tout en restant très incurvés, tendent à disparaître.

Il est difficile d'admettre, à l'origine des fils nématiques, une action directe d'orientation du champ électrique sur les molécules, car la fréquence critique d'orientation des molécules dans un liquide soumis à un champ électrique alternatif est de l'ordre de quelques 100 000 périodes par seconde, c'est-à-dire, d'un tout autre ordre de grandeur que celui trouvé ici. L'interprétation des fils nématiques dans le champ électrique me semble être la suivante : quand on applique,



N° 7, tourbillons cellulaires ; n° 8, goutte suspendue ;
nos 9 à 12, fils nématiques dans le champ électrique.

au liquide nématique, un champ électrique, les ions qui se déplacent dans le champ provoquent un mouvement de tout le liquide ; ce mouvement d'ensemble oriente le liquide mais l'orientation en un point varie au cours du temps si le mouvement n'est pas permanent ; les tourbillons localisés qui se forment au voisinage des parois sont entraînés dans le mouvement général ; d'après mes observations sur les fils nématiques dans les mouvements de convection thermiques, il semble bien que les fils nématiques que l'on aperçoit dans le champ électrique, ne sont autre chose que ces tourbillons localisés. L'allure du phénomène, en fonction de l'intensité et de la fréquence du champ électrique, s'explique alors par le mouvement des ions dont l'action mécanique croît avec le champ et diminue quand la fréquence augmente.

Voici une expérience qui permet de suivre un fil nématique créé par un mouvement de convection thermique et déformé puis entraîné dans un champ électrique. Le liquide nématique est contenu dans une cuve de 15 mm. de haut,

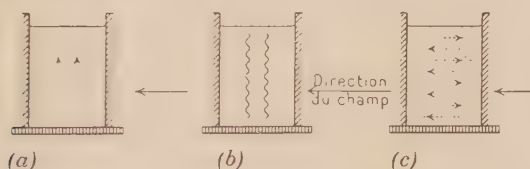


Fig. 7. — Déformation des fils nématiques dans le champ électrique.

- (a) en l'absence du champ ;
- (b) après application du champ ;
- (c) dans le champ électrique,

dont deux faces verticales parallèles sont en verre et distantes de 2 mm. et les deux autres faces verticales en laiton et distantes de 1 cm. La cuve est placée dans un four électrique qui permet l'observation suivant la direction horizontale perpendiculaire aux faces de verre. La température du liquide n'est pas uniforme : on observe de larges mouvements de convec-

tion thermiques et quelques fils qui épousent la forme de ces mouvements. Dans le champ d'observation, qui ne découpe qu'une faible portion sur la longueur des fils nématiques, ceux-ci sont verticaux et se dirigent vers la surface libre du liquide. Quand on applique le champ électrique, qui est horizontal et perpendiculaire à la direction d'observation, les fils se mettent d'abord en accordéon puis se coupent et prennent la direction perpendiculaire aux électrodes. La figure 7 indique les trois aspects observés ainsi que les trajectoires des mouvements de convection du liquide. Si les fils nématiques avaient eu dans le champ électrique une nature différente de celle qu'ils ont dans les mouvements du liquide, on aurait vu par application du champ électrique, à la fois des fils verticaux et des fils horizontaux. Il n'en est rien : le fil d'abord vertical, se déforme pour devenir horizontal.

Il résulte de mes observations que *la création des fils nématiques, dans le champ électrique, n'est qu'un phénomène secondaire*. Leur apparition montre seulement que dans le liquide en mouvement il y a des tourbillons qui se propagent. Il n'y a donc pas lieu de tirer une conclusion sur l'orientation du liquide nématique, dans le champ électrique, de l'aspect et de la direction de ces fils nématiques. Il est probable que dans les expériences de W. Kast, le liquide était également en mouvement tourbillonnaire au moins aux fréquences très basses, puisque, placé dans les mêmes conditions, j'ai pu observer ces mouvements accompagnés de nombreux fils nématiques. Ce phénomène secondaire ne fait que brouiller une orientation générale certaine comme le montrent les diagrammes aux rayons X aux basses fréquences. Dans l'observation optique d'une couche épaisse de liquide nématique soumis à un mouvement tourbillonnaire non permanent, l'orientation générale existant à chaque instant ne pourra pas être décelée. Par contre, cette orientation pourra se retrouver dans les clichés aux rayons X,

car ceux-ci sont le résultat d'un effet de moyenne. Ce serait là l'explication de l'orientation trouvée par W. Kast dans les champs électriques de très basse fréquence : dans la région centrale de la cuve examinée par les rayons X, les lignes de courant ont la direction parallèle à celle du champ électrique et c'est cette direction qui va dominer dans les diagrammes.

Il est possible que l'orientation, dans le champ électrique aux basses fréquences, soit due, de même que la mise en mouvement du liquide, à l'action directe des ions qui viennent frapper les particules et les orienter dans la direction de leur vitesse. C'est pourquoi il est possible d'observer encore, aux rayons X, une orientation parallèle aux lignes de courant alors que le liquide n'est plus en mouvement. Les observations optiques sur les couches minces, que je vais décrire maintenant, s'interprètent convenablement dans cette hypothèse.

Couches minces anisotropes. — Le *p*-azoxyanisol est placé entre deux disques de verre, dans un canal limité par les bords parallèles de deux bandes de papier d'étain formant électrodes ; l'ensemble est maintenu sur une platine chauffante par trois ressorts disposés à 120°. Les expériences ont porté sur des distances entre électrodes depuis 0 mm. 3 jusqu'à 1 mm. 6 et des épaisseurs de liquide depuis 0 mm. 05 (électrodes en papier d'étain) jusqu'à 0 mm. 2 (électrodes en fil de platine). L'instrument d'observation est toujours le microscope polarisant. Le liquide est éclairé par transmission de la lumière monochromatique émanant d'une lampe à vapeur de mercure dont on ne laisse passer que la raie verte.

Voici, à titre d'exemple, les caractéristiques d'une expérience : distance entre électrodes 0 mm. 46 ; épaisseur du papier d'étain 0 mm. 05. Le liquide se présente, à l'état nématique, sous la structure homéotrope à axes optiques per-

pendiculaires aux parois de verre. Entre nicols croisés, le champ reste noir quand la préparation tourne dans son plan. Pour une tension continue de 10 volts, ce qui correspond à un champ électrique de 218 volts/cm., il y a apparition de lumière. On obtient à nouveau l'extinction quand l'un des nicols croisés a sa direction privilégiée parallèle à celle du champ électrique. Pour toute autre position des nicols, maintenus croisés, on observe en lumière monochromatique, au voisinage de l'électrode négative, des franges noires, rectilignes, parallèles à cette électrode. Le fourmillement des axes optiques qui s'observe dans la phase homéotrope, en l'absence de champ électrique, devient plus intense au voisinage de l'électrode négative quand on applique le champ. Vers 300 volts/cm., le nombre de franges au voisinage de l'électrode négative augmente et de petites houppes brillantes apparaissent le long de l'électrode positive. Franges et houppes disparaissent dans l'extinction du champ d'observation, quand l'un des nicols croisés a la direction du champ électrique. Si l'intensité du champ électrique est encore plus élevée, des franges apparaissent également le long de l'électrode positive; mais alors qu'elles sont rectilignes et immobiles sur l'électrode négative, on les voit incurvées et mobiles sur l'électrode positive. Quand le champ électrique atteint un millier de volts/cm., les franges sur l'électrode négative deviennent à leur tour sinueuses; un tentacule s'élance vers l'électrode positive et le liquide devient le siège de mouvements tourbillonnaires. En supprimant le champ électrique, la préparation présente pendant quelques secondes, des noyaux à quatre branches et autour de chaque noyau, un système d'anneaux d'interférence. Puis le champ d'observation redevient noir, la structure homéotrope primitive se rétablissant. Si la structure primitive n'est pas homéotrope, le phénomène change d'allure: les champs électriques de faible intensité semblent sans action sur le liquide en structure à plages ou à noyaux;

seuls, sont observables, les mouvements tourbillonnaires dans les champs électriques élevés. Comme dans le phénomène des tourbillons cellulaires, le liquide en mouvements tourbillonnaires entre les deux électrodes, se segmente en cellules d'autant plus petites que la distance entre les électrodes est plus petite. Après suppression du champ électrique, chaque cellule offre l'aspect d'un noyau à quatre branches.

Ces observations sont, en plusieurs points, analogues à celles que décrivent V. Fréedericksz et V. Zolina dans l'article déjà cité (11). On trouvera dans cet article quelques clichés sur ce phénomène.

Les couches minces de liquide nématique soumises à un champ électrique présentent une orientation qui précède le mouvement du liquide et qui n'apparaît que si la structure est homéotrope. D'autre part, l'orientation générale du liquide pendant le mouvement n'est décelable optiquement que lorsqu'on supprime le champ électrique, c'est-à-dire, lorsqu'on freine ces mouvements. Pour compléter l'étude optique, il faudrait soumettre les couches minces anisotropes à des champs faibles de haute fréquence afin de retrouver l'orientation perpendiculaire au champ que W. Kast a observée.

CHAPITRE V

Couches minces de liquide nématique dans le champ magnétique.

§ 1. Rappel des faits connus. — Ch. Mauguin (12), en 1911, a soumis le *p*-azoxyanisol nématique à l'action du champ magnétique. Il a montré que le liquide oriente ses axes optiques parallèlement aux lignes de force du champ : une préparation de quelques millimètres qui apparaît presque opaque à la lumière, s'éclaircit dès qu'elle se trouve placée dans un champ magnétique de quelques milliers de gauss.

Moll et Ornstein (13), étudiant la transparence à la lumière d'une cuvette remplie de *p*-azoxyanisol en fonction du champ magnétique, ont établi que la position des axes optiques du liquide est déterminée par la résultante de l'action du champ magnétique et de l'action des parois de la cuvette.

Van Nyk (14) observe une préparation de *p*-azoxyanisol de 2 mm. d'épaisseur comprise entre 2 lames de verre ; la préparation est placée dans un champ magnétique normal aux parois et l'observation a lieu en lumière convergente monochromatique, entre nicols croisés. Il note les valeurs successives du champ magnétique qui donnent une figure nette ayant l'aspect d'un cristal uniaxe en lumière convergente. Ayant étudié cet effet en fonction de la température et de la longueur d'onde, il en donne une interprétation qui met en évidence l'action d'orientation due aux parois.

Fréedericksz et Zolina (15) observent une préparation d'un liquide nématique dont les axes optiques s'orientent normalement aux surfaces de verre. Le liquide est limité par deux

surfaces de verre, l'une plane et l'autre sphérique, qui se touchent en un point. Ils étudient ainsi l'action simultanée d'un champ magnétique, et des parois, en fonction de l'épaisseur de la préparation. Ils constatent que le champ ne peut agir que si la préparation a une épaisseur critique z_0 qui serait liée au champ magnétique par la relation :

$$z_0 H = \text{constante.}$$

Au delà de l'épaisseur z_0 la différence de marche entre rayons ordinaires et extraordinaires donne lieu à un système d'anneaux de biréfringence. Au voisinage des surfaces de verre, les axes optiques du liquide gardent leur orientation normale aux parois et se rapprochent de la direction du champ magnétique au fur et à mesure que leur distance aux parois devient plus grande. L'interprétation des résultats, au moyen de considérations théoriques, leur permet de déterminer l'orientation de l'axe optique dans la couche médiane en fonction de l'épaisseur et du champ magnétique. Ces auteurs ont effectué les mêmes mesures sur une préparation de *p*-azoxyphénétol orientée parallèlement aux surfaces de verre en l'absence de champ magnétique, celui-ci étant appliqué normalement aux surfaces de verre. Les phénomènes présentent les mêmes aspects que dans l'expérience précédente.

Fréedericksz et Zwetkoff (16) ont complété cette étude en appliquant, à une préparation de *p*-azoxyanisol, orientée parallèlement aux parois de verre dans une seule direction, un champ magnétique également parallèle au plan de la lame liquide mais perpendiculaire à la direction d'orientation en l'absence de champ. En observant la limite de réflexion totale ils déterminent directement par l'expérience l'indice de réfraction de la couche liquide qui possède l'indice le plus faible c'est-à-dire celui de la couche médiane qui se trouve à égale distance des parois. L'expérience leur permet de calculer ainsi l'inclinaison des axes optiques dans

la couche médiane. Etudiant le phénomène en fonction du champ et de l'épaisseur, ils arrivent aux conclusions suivantes : si on appelle z_Φ l'épaisseur de la préparation pour laquelle la couche médiane est composée de particules dont les axes optiques sont inclinés de l'angle Φ sur la direction du champ magnétique, on a la relation :

$$z_\Phi H = K_\Phi$$

où K_Φ est une constante pour un corps déterminé, un angle donné et une température donnée.

L'étude théorique de l'orientation des liquides nématiques dans le champ magnétique a fait l'objet d'un travail d'Ornstein (17) qui applique la théorie de Langevin du ferromagnétisme et d'un travail de Zocher (18) qui élabore une théorie élastique des liquides mésomorphes.

J'ai été amené à l'observation de ces phénomènes de déformation des structures nématiques dans le champ magnétique, en voulant déceler une variation de la tension superficielle du liquide quand il est soumis au champ magnétique. Voulant utiliser la méthode de mesures de la tension superficielle décrite au chapitre III, j'ai d'abord observé au microscope polarisant l'aspect des lames liquides suspendues sur un trou et soumises à un champ magnétique. Les observations qui sont décrites ici diffèrent des observations antérieures en ce que le liquide a ses deux surfaces libres au lieu d'être limité par des surfaces de verre.

§ 2. Champ magnétique parallèle au plan de la lame liquide.

— *Dispositif expérimental.* — Le champ magnétique est obtenu au moyen d'un électro-aimant de Ruhmkorff équipé de pièces polaires pleines, cylindriques, de 70 mm. de diamètre, distantes de 35 mm. L'étalonnage du champ magnétique en fonction du courant circulant dans l'électro-aimant est effectué par la méthode balistique.

Le liquide est suspendu sur un trou de 2 mm. de diamètre percé dans une lamelle d'argent de 0 mm. 1 d'épaisseur. Il est placé au centre d'une enceinte en cuivre chauffée dans un four électrique comme l'indique la figure 8. Le four se trouve au centre de l'entrefer de l'électro-aimant ; son axe vertical est perpendiculaire aux lignes de force magnétiques.

La mesure de la température s'effectue au moyen d'un couple argent-constantan soudé sur l'enceinte en cuivre. La

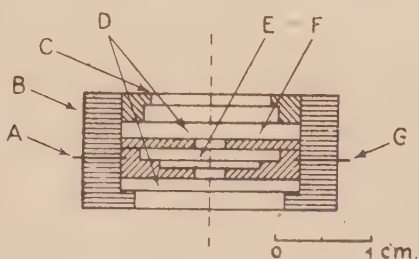


Fig. 8. — Four électrique pour observations dans le champ magnétique.

A et G, fils d'argent et de constantan du couple ; B, stéatite ; C, rondelle de serrage ; D, logements des enroulements chauffants sur mica insérés entre deux lamelles couvre-objet ; E, lamelle d'argent ; F, enceinte en cuivre.

force électromotrice du thermocouple est équilibrée par la différence de potentiel aux bornes d'une boîte de résistances insérée dans le circuit d'un accumulateur comme il est indiqué au chapitre III. Ce dispositif me permettait de repérer la température du liquide à 0°1 près dans l'état nématique. J'ai utilisé les points de fusion et de clarification de la préparation pour étalonner le couple avant chaque expérience.

La lumière est fournie par une lampe à vapeur de mercure suivie d'un écran Wratten qui laisse passer la raie verte $\lambda = 0 \mu 546$. A la sortie de la lampe, un condenseur donne de la source lumineuse une image qui se trouve au foyer,

d'une lentille de 5 cm. de distance focale. Ce faisceau horizontal de lumière monochromatique est réfléchi dans une direction verticale par un miroir à 45° ; il traverse successivement un polariseur, la préparation, l'objectif, l'analyseur et l'oculaire du microscope d'observation.

Description de l'expérience. — En lumière parallèle, monochromatique, entre nicols croisés, la préparation présente, en l'absence de champ magnétique, un système d'anneaux de biréfringence qui sont localisés dans la lame liquide. Ces anneaux, analysés au chapitre II, sont dus à la variation d'épaisseur du centre au bord de la lame liquide suspendue. Quand on applique le champ magnétique dont la direction est parallèle au plan de la lame, on obtient l'extinction si une des directions privilégiées des nicols est parallèle au champ magnétique. Pour les autres positions des nicols croisés, l'application du champ magnétique laisse subsister les anneaux de biréfringence *sans en modifier le diamètre* ; chaque anneau se présente avec une teinte qui n'est plus uniforme sur tout son parcours sauf dans le cas où les nicols croisés sont à 45° de la direction du champ magnétique ; dans ce dernier cas, l'aspect de la préparation, en ce qui concerne la figure d'interférence, reste inaltéré, que la préparation soit soumise au champ magnétique ou qu'elle ne le soit pas.

D'après ce que l'on sait sur l'orientation des axes optiques du *p*-azoxyanisol parallèlement aux lignes de force du champ magnétique, il en résulte que les axes optiques étaient déjà parallèles au plan de la lame liquide avant l'application du champ magnétique. Celui-ci n'a pas modifié l'inclinaison des axes optiques puisque le diamètre des anneaux de biréfringence reste constant. Une variation de la biréfringence serait d'autant plus sensible que le nombre d'anneaux est plus grand.

Le phénomène d'orientation dans le champ magnétique, décelé par l'extinction du champ d'observation, est déjà sen-

sible pour un champ magnétique de 100 gauss. Il est probable que cette valeur est fonction du diamètre du trou sur lequel le liquide est suspendu. Pour un champ de 200 gauss, on constate sur cette préparation que le champ d'observation, noir au centre, reste lumineux dans une couronne circulaire au voisinage du bord du trou. Cette région périphérique devient de plus en plus étroite quand le champ magnétique devient plus élevé. Pour 650 gauss, tout le champ d'observation apparaît bien noir.

§ 3. Champ magnétique perpendiculaire au plan de la lame liquide. — *Dispositif expérimental.* — L'axe de l'électro-aimant est vertical. Les pièces polaires sont percées d'un trou de 8 mm. de diamètre. La distance entre les pièces polaires est de 16 mm. 5. J'ai utilisé le même four que dans l'expérience précédente. Il est centré sur l'axe de l'électro-aimant. La préparation se trouve à égale distance des pièces polaires.

J'ai effectué l'étalonnage de l'électro-aimant au balistique comme dans l'expérience précédente. J'ai complété cette étude par l'exploration du champ entre les pièces polaires au moyen d'une toute petite bobine de 6 mm. de diamètre et 2 mm. de haut pour l'enroulement. La conclusion de cette étude est que la préparation se trouve dans un champ magnétique qui est uniforme à 1 0/00 près.

Le faisceau de lumière parallèle, monochromatique, après réflexion sur un miroir à 45°, traverse successivement le polariseur, le noyau percé de la première bobine de l'électro-aimant, la préparation, et, dans le noyau de la seconde bobine, il est reçu par l'objectif, l'analyseur et l'oculaire qui sont montés sur un même tube logé dans la cavité de la seconde bobine.

Description de l'expérience. — Le liquide est suspendu sur un trou de 2 mm. de diamètre percé dans une lamelle d'argent de 0 mm. 1 d'épaisseur. Cette préparation présente,

en l'absence de champ magnétique, une vingtaine d'anneaux de biréfringence. La lame liquide constitue une lentille convergente qui donne du faisceau de lumière parallèle une image située au-dessus de la préparation. Le centre de la préparation présente une épaisseur plus grande que le bord d'une quantité qui se déduit du nombre d'anneaux, de la longueur d'onde de la lumière et de la biréfringence ; dans cette préparation la variation d'épaisseur est de 35 microns.

Quand on applique le champ magnétique, la modification à l'aspect de la figure d'interférence s'observe d'abord au centre de la préparation à partir d'un certain seuil qui est de 150 gauss. Quand l'intensité du champ magnétique croît, les anneaux s'évanouissent au centre. Cela correspond à une diminution de la biréfringence puisque l'épaisseur est plus grande au centre. Les axes optiques qui étaient tous parallèles au plan de la lame, se sont redressés sous l'action du champ magnétique et provoquent ainsi une diminution de la biréfringence. Cependant, cette diminution n'est pas constante sur toute la préparation. Elle est plus grande au centre que sur le bord ; les anneaux deviennent moins nombreux et sont plus étalés. De 150 gauss à 370 gauss, on voit s'évanouir au centre 22 anneaux. *Puis le mouvement des anneaux s'inverse* ; quand le champ croît à partir de 370 gauss, les anneaux apparaissent au centre et sont de plus en plus étalés. A partir de cette valeur du champ magnétique, le centre de la préparation présente donc une différence de marche entre rayons ordinaires et extraordinaires qui est plus petite qu'en tout autre point de la préparation. L'écart, qui est d'abord de quelques longueurs d'onde seulement, devient inférieur à une longueur d'onde, puis le champ d'observation présente successivement des teintes uniformes sombres et éclairées, quand le champ magnétique devient de plus en plus élevé. J'ai poursuivi cette observation jusqu'à 7250 gauss.

Si la lame liquide présente la forme d'une lentille diver-

gente, c'est-à-dire, si l'épaisseur au centre de la préparation est plus petite que sur les bords, l'orientation dans le champ magnétique apparaît d'abord à la périphérie. Cependant, comme les franges d'interférence sont toujours plus ou moins confuses dans cette région, il n'est pas facile d'y suivre la progression de l'orientation en fonction du champ. Au centre, on ne peut observer alors que le second mouvement des anneaux, qui se rétrécissent quand le champ magnétique croît. Ce qui prouve que le centre présente alors une différence de marche qui est plus grande qu'en tout autre point de la préparation.

Résultat des mesures. — Dans le tableau IV j'ai noté les valeurs du champ magnétique qui donnaient l'extinction au centre de la préparation. La température, maintenue uniforme pendant les mesures, était de $109^{\circ}5$ (préparation en surfusion). Si l est l'ordre d'interférence pour l'extinction

TABLEAU IV

Différence de marche en $\lambda = 0,546$	Champ magnéti- que en gauss	$\delta.H$ unités arbitraires	Différence de marche en $\lambda = 0,546$	Champ magnéti- que en gauss	$\delta.H$ unités arbitraires
3,5	5 875	206	21,5	980	210
4,5	4 650	209	22,5	910	205
5,5	3 900	214	23,5	880	207
6,5	3 275	213	24,5	830	203
7,5	2 775	208	25,5	810	206
8,5	2 400	204	26,5	780	207
9,5	2 150	204	27,5	740	203
10,5	1 950	204	28,5	710	202
11,5	1 750	201	29,5	680	200
12,5	1 625	203	33,5	600	201
13,5	1 500	202	37,5	540	202
14,5	1 410	204	41,5	470	195
15,5	1 330	206	45,5	410	186
16,5	1 260	208	49,5	370	183
17,5	1 180	206	54,5	340	185
18,5	1 100	203	60,5	280	169
19,5	1 070	209	66,5	210	140
20,5	1 030	211	71,5	150	107

qui apparaît dans le champ de 5 875 gauss, à chaque extinction il correspond un ordre d'interférence qui se déduit de l . En portant sur un graphique l/H en fonction de l'ordre d'interférence déterminé à la constante l près, on constate qu'on obtient une droite pour les valeurs élevées du champ magnétique. Si on admet que la différence de marche devient nulle pour un champ infini, hypothèse qui se trouvera justifiée

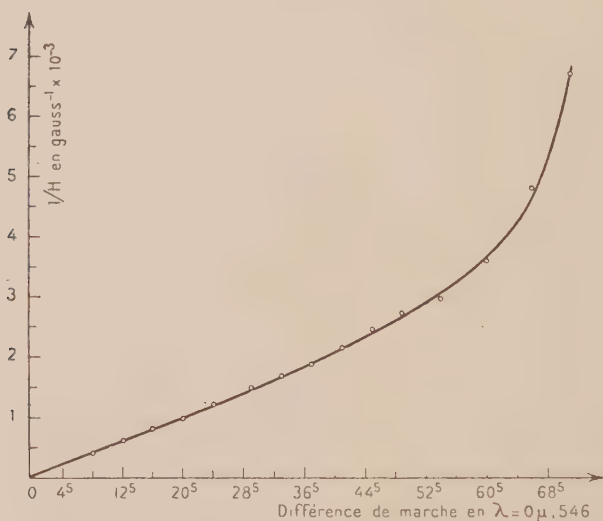


Fig. 9. — l/H en fonction de la différence de marche.

par la suite, on peut alors déterminer l et par suite l'ordre d'interférence pour chaque extinction jusqu'à $H = 0$ ce qui donne l'épaisseur de la préparation à une longueur d'onde près. Dans l'exemple cité ici, j'ai trouvé pour $H = 5\,875$ gauss, $l = 3,5$. La figure 9 représente l/H en fonction de l'ordre d'interférence ou, ce qui revient au même, en fonction de la différence de marche. Le tableau IV donne en outre le produit de la différence de marche par le champ. La moyenne de ce produit pour des champs au-dessus de 1 950 gauss est

de 20 800 λ . Au-dessus de 710 gauss le produit ne diffère pas de cette valeur de plus de 4 o/o.

La figure 10 représente H en fonction de la différence de marche à différentes températures pour la même préparation.

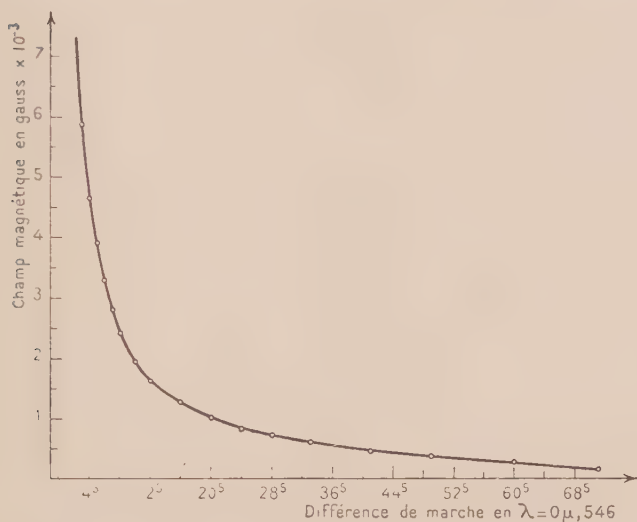


Fig. 10. — Champ magnétique en fonction de la différence de marche.

J'ai effectué ces mesures sur un grand nombre de préparations à différentes températures dans l'état nématique. Toutes présentent pour l/H en fonction de la différence de marche une partie linéaire quand le champ magnétique est assez élevé.

§ 4. Interprétation des phénomènes. Théorie de l'orientation d'un liquide nématique dans le champ magnétique. — Comme dans les expériences déjà citées de van Wyk, Fréedericksz et Zolina, Fréedericksz et Zwetkoff, les observations décrites ici montrent une déformation progressive de la structure nématique sous l'action du champ magnétique.

Cependant, dans ces observations, on peut considérer que l'action des parois est négligeable devant les actions superficielles, puisque la lame liquide a près de 0 mm. 1 d'épaisseur et que le diamètre du trou sur lequel elle est suspendue est de 2 mm. Par suite, l'action du champ magnétique n'est contrariée que par l'action des forces superficielles. J'admettrai que cette action détermine, pour les axes optiques du liquide, une orientation qui reste parallèle au plan de la lame liquide tant que l'on considère une particule voisine des surfaces libres, orientation qui est celle que possédaient toutes les particules en l'absence de champ magnétique comme le montre l'observation de l'invariance des anneaux de biréfringence dans un champ magnétique parallèle au plan de la lame. Quand on considère une particule qui n'est plus voisine des surfaces libres, elle a une orientation qui se rapproche de la direction du champ magnétique. La structure serait analogue à celle qui a fait l'objet de l'étude de Fréedericksz et Zolina dans le cas du *p*-azoxyphénétol limité par des surfaces de verre.

Pour la clarté de ce qui va suivre, je reproduis un raisonnement simple de Zocher qui considère le liquide nématique soumis au champ magnétique comme un solide déformé.

On considère la préparation comme formée de couches successives très minces dans chacune desquelles on suppose l'inclinaison Φ de l'axe optique sur le champ magnétique comme constante. Si S est la surface de la couche et dx son épaisseur, l'énergie de cette couche dans le champ magnétique est :

$$dE = S \cdot dx \cdot \frac{H^2}{2} (K_1 \cos^2 \Phi + K_2 \sin^2 \Phi)$$

où K_1 est la susceptibilité magnétique dans la direction de l'axe optique et K_2 la susceptibilité magnétique dans la direction perpendiculaire à l'axe optique.

Chaque couche est soumise à un couple magnétique qui

tend à orienter les axes optiques dans sa direction et dont l'accroissement dans la direction des x est :

$$S. \frac{H^2}{2} (K_1 - K_2) \sin 2\Phi.$$

Zocher admet que la couche d'orientation Φ est soumise, de la part de la couche avoisinante d'orientation $(\Phi + d\Phi)$, à un couple élastique qui s'oppose à la déformation et qui serait égal à $k.S. \frac{d\Phi}{dx}$ où k est une constante élastique qui dépend du milieu et du genre de déformation à laquelle il est soumis.

En écrivant que les accroissements des couples magnétiques et élastiques doivent être égaux, il vient :

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} = \frac{a^2 H^2}{2} \sin 2\Phi \quad (1)$$

en posant :

$$a^2 = \frac{K_1 - K_2}{k}.$$

C'est l'équation à laquelle aboutit également Ornstein.

En intégrant l'équation (1) on trouve :

$$\left(\frac{d\Phi}{dx} \right)^2 = a^2 H^2 \sin^2 \Phi + \text{constante.} \quad (2)$$

Fréedericksz poursuit le calcul en admettant que la constante d'intégration est déterminée par le fait que $\frac{d\Phi}{dx} = 0$ dans la couche médiane où l'orientation est posée égale à Φ_0 . Il en déduit la relation suivante :

$$\frac{d\Phi}{dx} = aH. \sqrt{\sin^2 \Phi - \sin^2 \Phi_0}.$$

Cependant écrire que $\frac{d\Phi}{dx}$ est nul dans la couche médiane revient à dire que le couple élastique est nul pour cette couche. Il me semble que cette hypothèse n'est pas justifiée dans le cas des couches minces pour lesquelles Φ_0 n'est pas nul.

Si, au contraire, on considère que l'équation (2) reste valable pour $H = H_0$ champ critique qui correspond au début de l'orientation, on a :

$$0 = a^2 H_0^2 \sin^2 \Phi + \text{constante} \quad (3)$$

et par différence, membre à membre, des équations (2) et (3) :

$$\left(\frac{d\Phi}{dx} \right)^2 = a^2 H'^2 \sin^2 \Phi \quad (4)$$

en posant :

$$H'^2 = H^2 - H_0^2.$$

L'intégration de l'équation (4) entre les inclinaisons Φ_0 dans la couche médiane et $\pi/2$ à la surface libre, donne :

$$\frac{z}{2} = \frac{1}{aH'} \int_{\Phi_0}^{\pi/2} \frac{d\Phi}{\sin \Phi} = - \frac{1}{aH'} \log \operatorname{tg} \frac{\Phi_0}{2}. \quad (5)$$

Vérification expérimentale de l'équation (4). Calcul de la différence de marche. — Soit n l'indice du rayon extraordinaire dans la direction normale au plan d'onde qui est la direction du rayon ordinaire. Cet indice varie d'une couche à l'autre; son expression, en fonction des indices ordinaire et extraordinaire et de l'angle Φ que fait l'axe optique avec la direction normale au plan d'onde, est :

$$\frac{1}{n^2} = \frac{\cos^2 \Phi}{n_0^2} + \frac{\sin^2 \Phi}{n_e^2}$$

relation qui peut se mettre sous la forme :

$$n - n_0 = (n_e - n_0) \left[\frac{n_e + n_0}{n + n_0} \cdot \frac{n^2}{n_e^2} \right] \cdot \sin^2 \Phi. \quad (6)$$

A la température de $109^\circ 5$ considérée les indices ordinaire et extraordinaire que donnent les mesures de Chatelain (5), sont :

$$n_0 = 1,561 \quad \text{et} \quad n_e = 1,904.$$

En assimilant le terme entre crochets à l'unité la formule (6) donne pour la birefringence une valeur trop forte de 0 à 2 0/0 quand Φ passe de 0 à $\pi/2$. Comme j'applique cette formule simplifiée à une structure qui présente toutes les orientations pour Φ , j'admettrai que cela correspond à une approximation de 1 0/0. La différence de marche entre rayons ordinaire et extraordinaire due à chaque couche de liquide est alors :

$$(n - n_0)dx = (n_e - n_0)dx \cdot \sin^2 \Phi.$$

L'équation (4) donne :

$$dx = \frac{1}{aH'} \cdot \frac{d\Phi}{\sin \Phi}$$

on a donc pour la différence de marche totale :

$$\begin{aligned} \delta &= 2 \int_0^{\pi/2} (n - n_0)dx = \frac{2(n_e - n_0)}{aH'} \int_{\Phi_0}^{\pi/2} \sin \Phi d\Phi \\ \delta &= \frac{2(n_e - n_0)}{aH'} \cos \Phi_0 \end{aligned}$$

comme l'inclinaison Φ_0 dans la couche médiane est liée à l'épaisseur z de la préparation par la relation (5), on a finalement :

$$\delta = \frac{2(n_e - n_0)}{aH'} \cdot \frac{e^{azH'} - 1}{e^{azH'} + 1}. \quad (7)$$

Si H est grand devant H_0 on peut négliger H_0^2 devant H^2 ; H' se confond alors avec H et la fraction contenant l'exponentielle est voisine de l'unité. Pour les champs magnétiques élevés, on peut écrire :

$$\delta = \frac{2(n_e - n_0)}{aH}. \quad (8)$$

L'expérience a vérifié que le produit de la différence de marche par le champ magnétique est constant lorsque le champ devient assez grand. La formule (8) permet la détermination de la constante a et par suite une confrontation plus étendue de la théorie avec l'expérience dans les champs

magnétiques faibles pour lesquels la formule (7) doit s'appliquer.

Pour le calcul de a à la température de $109^{\circ}5$ considérée dans l'exemple cité, j'ai pris :

$$n_e - n_0 = 0,343 \quad \text{pour } H = 1\,260 \text{ gauss} \quad \delta = 16,5,0,546$$

je trouve :

$$a = 0,605 \text{ C. G. S.}$$

Le tableau V donne pour chaque valeur de H , le produit $\delta.H'$ calculé à partir de (7) et ce même produit calculé à partir des données de l'expérience. L'accord est de 4 o/o. J'ai ajouté dans ce tableau la valeur calculée de l'inclinaison Φ_0 dans la couche médiane pour chaque valeur du champ magnétique. La formule (7) fait intervenir l'épaisseur z de la préparation au centre. Cette grandeur est

TABLEAU V

Champ magnétique en gauss	$\delta.H'$ calculé	$\delta.H'$ observé	Inclinaison Φ_0 en degrés
210	96,3	97,6	62
280	139	143	42
340	162	167	39
370	171	167	35
410	179	174	30
470	188	185	25
540	197	194	19
600	201	195	15,5
680	204	196	12
710	205	198	10,6
740	205	199	10
780	206	203	8
880	207	204	6
1 030	208	209	4
1 260	208	204	0
1 500	208	202	0
1 950	208	204	0
....	...	...	...

donnée, comme je l'ai vu, par la détermination de l'ordre d'interférence en l'absence de champ magnétique ; je trouve $\varepsilon = 113$ microns. Le champ critique H_0 qui correspond au début de l'orientation est de 150 gauss dans cet exemple.

Constante élastique. — La valeur numérique de la constante a permet un calcul approximatif de la constante élastique grâce aux mesures magnétiques de Foex (19). Cet auteur a trouvé pour le coefficient d'aimantation du liquide isotrope une valeur indépendante de la température :

$$\chi = -0,560 \cdot 10^{-6} \text{ C. G. S.}$$

pour le liquide à l'état nématique le coefficient d'aimantation dépend de la température ce qui s'explique par le fait que l'orientation dans le champ magnétique est troublée par l'agitation thermique. La valeur la plus basse de ce coefficient qui correspond à la meilleure orientation a été obtenue pour le liquide en surfusion :

$$\chi' = -0,452 \cdot 10^{-6} \text{ C. G. S.}$$

Si on admet que χ' correspond au coefficient χ_1 dans la direction de l'axe optique, on a :

$$\chi_1 - \chi_2 = \frac{3}{2} (\chi - \chi')$$

ce qui permet le calcul de la différence des susceptibilités magnétiques :

$$K_1 - K_2 = (\chi_1 - \chi_2) \cdot \rho$$

où ρ est la densité du liquide à la température envisagée.

Le tableau VI présente les résultats obtenus pour la constante élastique du *p*-azoxyanisol aux différentes températures de l'état nématique. A 121° je trouve :

$$k = 4,2 \cdot 10^{-7} \text{ dynes.}$$

TABLEAU VI

Températures. . .	104°	109°5	114°	117°	121°	125°	129°	132°
Constante élasti- que 10^7 en dynes	5,4	5,2	4,7	4,6	4,2	4,0	3,7	2,8

En conclusion, l'observation des figures d'interférence des lames minces de liquide nématique à surfaces libres placées dans le champ magnétique confirme l'allure des phénomènes observés par van Wyk et Fréedericksz sur des préparations limitées par des surfaces de verre. On retrouve, pour le champ magnétique, une valeur critique H_0 , au-dessous de laquelle la structure n'est pas déformée. Quand la déformation s'établit, sa variation en fonction du champ s'interprète convenablement dans la théorie de Zocher et donne une détermination de la constante élastique.

RÉSUMÉ ET CONCLUSION

L'idée directrice de ce travail était de rechercher la nature et les conditions des influences exercées par les parois sur les couches minces du *p*-azoxyanisol dans son état de liquide nématique. Loin d'apporter la solution du problème qui m'a préoccupé, sa recherche m'a cependant guidé à travers mes observations et m'a conduit à l'examen des diverses structures qui caractérisent l'état nématique, ainsi qu'à l'étude d'un certain nombre de phénomènes d'orientation et à la mesure de la tension superficielle du *p*-azoxyanisol à différentes températures.

J'ai montré que la structure « à fils », représentée par des lignes de discontinuité optique observées dans les couches épaisses, accompagnait toujours des mouvements tourbillonnaires du liquide. Le phénomène des tourbillons cellulaires semble indiquer, de plus, que le fil nématique constitue l'axe du tourbillon.

La structure « homéotrope » du *p*-azoxyanisol, constituée par des axes optiques parallèles entre eux et perpendiculaires aux parois, ne peut s'établir que si celles-ci présentent une surface qui pourrait être mouillée par l'eau. Cette structure serait donc déterminée par l'action des parois.

La structure « à plages » formée d'un certain nombre de plages d'étendue plus ou moins grande, dans chacune desquelles les axes optiques sont parallèles entre eux mais ont une orientation quelconque par rapport aux parois (la variation d'orientation d'une plage à l'autre étant rapide mais continue), la structure « à noyaux » où les axes optiques ont une orientation qui varie d'un point à l'autre de la préparation mais toujours d'une manière continue, sont autant de

structures qui ne peuvent s'établir, semble-t-il, que si les parois sont souillées. L'état liquide nématique, soit qu'il se constitue aux dépens de l'état cristallin, soit qu'il se constitue aux dépens de l'état liquide isotrope, présente, au moment de sa formation, une certaine disposition des axes optiques qui subsiste dans tout l'état nématique à condition que les parois ne puissent pas exercer leur action.

Les couches minces, à surfaces libres, présentent une structure à noyaux sans points de convergence, ou avec un ou deux centres seulement. Quand l'état liquide nématique se constitue aux dépens de l'état liquide isotrope, les noyaux sont entiers à quatre branches noires entre nicols croisés; ils ont leur origine dans les gouttes anisotropes qui se forment au sein de l'état isotrope. Constitué aux dépens de l'état cristallin, l'état nématique présente des demi-noyaux à deux branches noires, entre nicols croisés, qui peuvent avoir leur origine dans les mouvements de convection du liquide avant leur freinage.

J'ai effectué la mesure de la tension superficielle du *p*-azoxy-anisol, à différentes températures, au moyen de l'étude optique des lames liquides suspendues. La précision de la méthode est de 10/o. Elle m'a donné pour la tension superficielle du *p*-azoxyanisol, dans l'état nématique, l'équation linéaire suivante :

$$A = 52,1 - 0,110.t \pm 0,5 \text{ dynes/cm.}$$

Cette méthode ne fait pas intervenir l'angle de raccordement du liquide avec les parois qui le contiennent.

La production des fils nématiques, dans les couches épaisses de liquide soumis à l'action d'un champ électrique, ne s'interprète pas comme une orientation des axes optiques dans le champ électrique, car ces fils nématiques, ne sont qu'un effet secondaire créé par le mouvement des ions dans le champ et par l'état de mouvement tourbillonnaire du liquide. J'ai observé, par contre, une orientation, parallèle

au champ, dans le *p*-azoxyanisol, en couche mince, quand il se présente sous forme de structure homéotrope, dans un champ électrique continu de faible intensité. Cette étude demande à être poursuivie pour permettre la confrontation complète avec les expériences de W. Kast dont les résultats aux fréquences élevées n'ont pas été retrouvés dans l'observation au microscope polarisant.

L'action du champ magnétique sur une lame mince de liquide dont les deux surfaces sont libres montre que la structure n'est pas modifiée tant que le champ reste inférieur à un certain seuil H_0 lié à l'épaisseur de la préparation. Quand le champ magnétique est assez élevé pour provoquer une déformation de la structure, l'observation des anneaux de biréfringence, en lumière parallèle, établit la progression de cette déformation en fonction du champ. Les résultats obtenus s'accordent avec la théorie développée par Zocher et permettent la détermination d'une constante élastique du liquide nématique.

INDEX BIBLIOGRAPHIQUE

1. G. FRIEDEL. — *Ann. de Phys.*, **18** (1922), 273.
 2. G. FRIEDEL et F. GRANDJEAN. — *Bull. Soc. franç. Minéral.*, **33** (1910), 192 et 409; F. GRANDJEAN. — *Bull. Soc. franç. Minéral.*, **42** (1919), 42.
 3. Ch. MAUGUIN. — *Bull. Soc. franç. Minéral.*, **34** (1911), 71.
 4. H. BÉNARD. — *Ann. de chim. et phys.*, **23** (1901), 62.
 5. P. CHATELAIN. — *Thèse Paris* (1937).
 6. A. ARNULF. — *Revue d'optique*, **10** (1931), 22 et 69.
 7. R. SCHENK. — *Kristallinische Flüssigkeiten und flüssige Kristalle*. Leipzig (1905).
 8. JÆGER. — *Z. f. anorg. chemie*, **101** (1917), 152.
 9. W. KAST. — *Z. f. Phys.*, **71** (1931), 39.
 10. K. HERRMANN, A. H. KRUMMACHER et K. MAY. — *Z. f. Phys*, **73** (1931), 419.
 11. V. FRÉDERICKSZ et V. ZOLINA. — *Trans. of the Faraday Soc.*, **148** (1933), 919.
 12. Ch. MAUGUIN. — *C. R.*, **452** (1911), 1680 et *Traité de Chimie organique* de V. Grignard, **1**, 81.
 13. W. J. H. MOLL et L. S. ORNSTEIN. — *Versl. Kon. Akad. Amst.*, **25** (1916), 682.
 14. A. VAN WYK. — *Ann. der Phys.*, **90** (1929), 879.
 15. V. FRÉDERICKSZ et V. ZOLINA. — *Trans. Amer. El. Soc.* (1929), 85 et *Z. f. Krist.*, (1931), 79.
 16. V. FRÉDERICKSZ et V. ZWETKOFF. — *Phys. Z. Sowjet Union*, **6** (1934), 490.
 17. L. S. ORNSTEIN. — *Ann. der Phys.*, **74** (1924), 445.
 18. H. ZOCHER. — *Physik. Z.*, **28** (1927), 790 et *Trans. Faraday Soc.*, **148** (1933), 945.
 19. G. FOEX. — *J. Phys.*, **10** (1929), 421 et *Trans. Faraday Soc.*, **148** (1933), 958.
-

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
INTRODUCTION	2
CHAPITRE PREMIER. — Fils nématiques et tourbillons. . .	4
CHAPITRE II. — Quelques observations sur les couches minces des liquides nématiques	16
CHAPITRE III. — Mesure de la tension superficielle par la méthode de la goutte suspendue	28
CHAPITRE IV. — Liquides nématiques dans le champ électrique	44
CHAPITRE V. — Couches minces de liquide nématique dans le champ magnétique	54
RÉSUMÉ ET CONCLUSION	71
INDEX BIBLIOGRAPHIQUE	74

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Emission électronique secondaire.

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 3 Juin 1941.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,
CH. MAURAIN.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Doyen de la Faculté des Sciences
chargé des fonctions
par le Recteur de l'Académie de Paris.

IMPRIMÉ PAR BARNÉOUD FRÈRES ET C^{ie} A LAVAL (FRANCE)

